Postverlagsort Leipzig

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

UNTER MITWIRKUNG VON

A. BUTENANDT BERLIN-DAHLEM · P. DEBYE BERLIN-DAHLEM · F. K. DRESCHER-KADEN GÖTTINGEN · H. v. FICKER WIEN · R. GRAMMEL STUTTGART

O. HAHN BERLIN-DAHLEM · M. HARTMANN BERLIN-DAHLEM · F. KÖGL UTRECHT · M. v. LAUE BERLIN · E. v. d. PAHLEN POTSDAM

F. SAUERBRUCH BERLIN · H. SPEMANN FREIBURG I. BR. · H. STILLE BERLIN · F. v. WETTSTEIN BERLIN-DAHLEM

HERAUSGEGEBEN VON

FRITZ SÜFFERT

ORGAN DER GESELLSCHAFT DEUTSCHER NATURFORSCHER UND ÄRZTE

UND

ORGAN DER KAISER WILHELM-GESELLSCHAFT ZUR FÖRDERUNG DER WISSENSCHAFTEN

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN W 9

HEFT 51 (SEITE 841—856) 22. DEZEMBER 1939 27. JAHRGANG

INHALT:

Quantitative und modellmäßige Daten zur Isotopensystematik. Von H. JENSEN. (Mit 5 Figuren) 841

Neue Ansichten über die Stärke. Von KARL FREUDENBERG, ERNST SCHAAF, GERTRUD DUMPERT und THEODOR PLOETZ. (Mit 5 Figuren) 850

Die deutschen Forschungen in der Antarktis 1938/39. Von ERICH v. DRYGALSKI 853

KURZE ORIGINALMITTEILUNGEN:

Erzeugung stark vergrößerter Röntgen-Schattenbilder. Von FRIEDRICH MALSCH. (Mit 1 Figur) 854

Das Atomgewicht des Holmiums. Von O. HÖNIGSCHMID 855

BESPRECHUNGEN:

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Hrsg. von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. (Ref.: W. Klemm) 855

Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925—1927, herausgegeben im Auftrage der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft von A. Defant. Band V: Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans. 2. Liefg.: Günther Böhnecke, Die Temperatur. (Ref.: Håkon Mosby) 856

BURMEISTER, FRITZ, Biologie, Ökologie, und Verbreitung der europäischen Käfer auf systematischer Grundlage. I. Band: Adephaga. 1. Familiengruppe: Caraboidea. (Ref.: H. Weber) 856

Soeben erschien:

Pflanzengeographisches Hilfsbuch

Zugleich ein botanischer Führer durch die Landschaft

Von

Dr. **August Ginzberger**

a. o. Professor der Pflanzengeographie an der Universität Wien

unter Mitwirkung von Dr. **Josef Stadlmann**, Wien

Mit 77 Textabbildungen. VII, 272 Seiten. 1939. RM 15.—; gebunden RM 16.50

Inhaltsübersicht:

A. Einführung in die Grundbegriffe der Pflanzengeographie. Die Pflanzendecke als eines der wichtigsten Elemente der Landschaft. — Grundtatsachen und Aufgaben der Pflanzengeographie (Geobotanik). Faktoren in der Pflanzengeographie. — Die beiden Richtungen der Pflanzengeographie oder Geobotanik. — **B. Bau und Leben der Pflanzen.** Teilwissenschaften der Biologie. Botanik und Zoologie. — Blütenpflanzen (Samenpflanzen, Phanerogamen, „höhere" Pflanzen). — Die Sporenpflanzen (Kryptogamen). — Systematik und Floristik. — **C. Übersicht der Vegetationsformen (mit eigener Inhaltsübersicht.)** — **D. Systematische Übersicht der in diesem Buche genannten Farn- und Blütenpflanzen.** — **E. Namen-, Abbildungs- und Sachverzeichnis.**

Ausführlicher Prospekt liegt diesem Heft bei

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN WIEN

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

erscheinen wöchentlich und können im In- und Auslande durch jede Sortimentsbuchhandlung oder jede Postanstalt bezogen werden. Preis vierteljährlich RM 9.60. Hierzu treten bei direkter Zustellung unter Kreuzband die Versandspesen bzw. beim Bezuge durch die Post die postalische Bestellgebühr. Einzelpreis dieses Heftes RM 1.— zuzüglich Porto. Die Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Studierende, ferner Ärzte in nicht vollbezahlter Stellung erhalten die Zeitschrift im Abonnement mit einem Nachlaß von 20%.

Manuskripte, Bücher usw. an
Die Naturwissenschaften, Berlin W 9, Linkstr. 22/24, erbeten.

Nachdruck: Der Verlag behält sich das ausschließliche Recht der Vervielfältigung und Verbreitung (entsprechend § 42 des Verlagsgesetzes) der in dieser Zeitschrift zum Abdruck gelangenden Beiträge sowie ihre Verwendung für fremdsprachliche Ausgaben vor.

Anzeigen werden von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Die Preise wolle man unter Angabe der Größe erfragen. Letzter Annahme-Termin: 12 Tage vor Erscheinen der betreffenden Nummer.

Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W 9, Linkstr. 22/24
Fernsprecher: 21 81 11.

Soeben erschien:

Biologie der Süßwassertiere

Wirbellose Tiere

Von

Dr. **C. Wesenberg-Lund**
Professor an der Universität Kopenhagen

Deutsche Ausgabe besorgt von

O. Storch
o. Universitätsprofessor i. R., Graz

Mit 1138 Abbildungen im Text und auf 24 Tafeln. XI, 817 Seiten. 1939

RM 45.—; gebunden RM 48.—

Inhaltsübersicht:

Parazoa. — **Eumetazoa.** Coelenterata: Cnidaria. Hydrozoa. — Coelomata (Cölomtiere): Vermes: Amera. Plathelminthes. Nemathelminthes. — Polymera. — Oligomera. — Arthropoda: Crustacea. — Arachnida (Spinnentiere). — Mollusca: Lamellibranchiata (Muscheln). — Gastropoda (Schnecken). — Allgemeine Bemerkungen. — Literaturverzeichnis. — Namenverzeichnis. — Sach- und Abbildungsverzeichnis.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN WIEN

DIE NATURWISSENSCHAFTEN

27. Jahrgang | 22. Dezember 1939. | Heft 51

Quantitative und modellmäßige Daten zur Isotopensystematik[1]).

Von H. JENSEN, Hamburg.

Inhalt.

1. Atomgewichte der leichteren Kerne. — 2. Atomgewichte der schwereren Kerne und Begrenzung der stabilen Kerne. — 3. Bindungsenergie und geochemische Häufigkeit, Entstehung der Elemente. — 4. Kernmomente. — 5. Modellvorstellungen.

1. Atomgewichte der leichteren Kerne.

Bis etwa zur Ordnungszahl 32 hinauf sind für die stabilen und auch für sehr viele künstlich radioaktive Kerne die Atomgewichte jetzt hinreichend genau bekannt, um auch quantitative Betrachtungen über die Bindungsenergien daran anknüpfen zu können[2]). Das experimentelle Material[3]) haben wir in der Fig. 1 zusammengestellt. Wir sind dabei ausgegangen von den Kernen He_2^4, Be_4^8, C_6^{12} usw., d. h. von Kernen, deren Ladungen und Massenzahlen ganzzahlige Vielfache eines α-Teilchens sind, und haben dann aus den Atomgewichten die Energiebeträge ausgerechnet[1]), die beim sukzessiven Einbau von je einem und zwei Protonen und einen, zwei und drei Neutronen frei werden. Diese Energiebeträge haben wir in Fig. 1 als Ordinaten nach unten aufgetragen; als Einheit sind

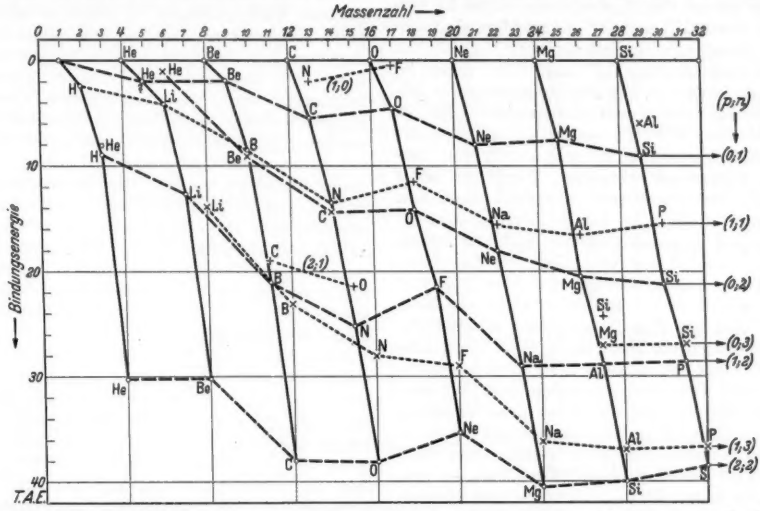


Fig. 1. Energie, die beim Einbau von 1, bzw. 2 Protonen und 1, bzw. 2, bzw. 3 Neutronen in die Kerne He^4, Be^8, C^{12} usw. frei wird. Abszisse: Massenzahl; Ordinate (nach unten): Energie in Tausendstel Atomgewichtseinheiten. Ausgezogene Geraden verbinden die stabilen Kerne. Punktierte und gestrichelte Geraden verbinden Kerne von gleichem Typus. $(p\,;n)$ bedeutet Zahl der „überzähligen" Protonen p und „überzähligen" Neutronen n.

Tausendstel Atomgewichtseinheiten gewählt, um unnütze Umrechnungen zu sparen[2]). Als Abszisse

[1]) Ergänzungen zum Bericht: Die stabilen Atomkerne und der derzeitige Stand ihrer Systematik, Naturwiss. **27**, 793 (1939); weiterhin als I zitiert. Literaturhinweise l. c. im vorliegenden Teil beziehen sich z. T. auf Zitate in I.

[2]) Vgl. die zusammenfassenden Darstellungen bei BETHE u. BACHER, Rev. of Mod. Physics **8** (1936), § 33 und BETHE u. LIVINGSTONE, Rev. of Mod. Physics **9**, 245 (1937), § 108.

[3]) Nach BETHE u. LIVINGSTONE, l. c., Tabelle 73; He^5 nach JOLIOT u. ZLOTOWSKI, l. c. Die Massen der höheren Heliumisotopen sind noch als sehr unsicher anzusehen. Mit dem JOLIOTschen Wert für He^5 ist der BETHEsche Wert von He^6 nicht in Einklang zu bringen, da sonst He^6 instabil gegen Neutronenemission wäre (vgl. Fig. 3), anstatt, wie experimentell, β-aktiv. Nach JOLIOTS Atomgewicht für He^5 ist die Bindungsenergie des letzten Neutrons im He^5 gleich oder größer als die entsprechende Bindungsenergie des letzten Neutrons in Be^9 (vgl. Fig. 3) — auch nach dem neuesten Atomgewicht ALLISONS für Be^9 [Physic. Rev. **55**, 599 u. 627 (1939)] — was sich theoretisch sehr schwer verstehen läßt. — Der Punkt für Be^8 kommt nach ALLISON in Fig. 3 etwas tiefer zu liegen als der für He^4, so daß Be^8 mit 0,3 T.A.E. stabil gegen Zerfall in 2 α-Teilchen ist.

[1]) Z. B. für N_7^{15}: Atomgewicht von C_6^{12} plus zweimal Atomgewicht des Neutrons plus Atomgewicht des Wasserstoffs minus Atomgewicht von N_7^{15}.

[2]) $^1/_{1000}$ Atomgewichtseinheit (T.A.E.) = 0,931 MeV.

sind die Massenzahlen angegeben. Bei den Abszissenwerten 4, 8, 12 usw. wird also definitionsgemäß der Ordinatenwert immer wieder mit Null begonnen. Die zu stabilen Kernen gehörigen Stellen sind durch schwarze Punkte markiert, β^--labile Kerne sind durch liegende Kreuze ($\times$), β^+-labile Kerne durch stehende Kreuze(+) gekennzeichnet. Die stabilen Kerne wurden durch ausgezogene Geraden verbunden, und schließlich verbinden die punktierten und gestrichelten Linienzüge homologe Kerne, d.h. solche Kerne, in denen die gleiche Zahl von Protonen bzw. Neutronen im Überschuß über eine reine α-Teilchenkonfiguration enthalten sind. Das beigefügte Ziffernpaar $(p; n)$ gibt die Anzahl dieser „überzähligen" Protonen p und Neutronen n an.

Als erstes fällt auf, daß bei den Massenzahlen 10 und 14 die beiden die HARKINSsche Regel II verletzenden Kerne B_5^{10} und N_7^{14} die stabilen sind, obwohl ihre Bindungsenergien geringer sind als die ihrer Nachbarisobaren Be_4^{10} und C_6^{14}. Dazu ist folgendes zu beachten: Die Bindungsenergie — (die einen negativen Beitrag zum Atomgewicht liefert) — rührt her von den *Wechselwirkungskräften* der vorliegenden Bausteine untereinander, die verschiedene Masse der einzelnen Bausteine *selbst* geht in die Bindungsenergie natürlich nicht ein. Andererseits ist für die totale Energiebilanz in Gleichung (1a) selbstverständlich auch der Atomgewichtsunterschied der verschiedenen Bausteine von Einfluß. Es unterscheidet sich aber Be_4^{10} von B_5^{10} dadurch, daß es ein Proton weniger, ein Neutron mehr enthält. Zur Umwandlung des Be^{10} ins B^{10} — (wobei sich ein Neutron in ein Proton umwandelt) — steht also zunächst der Atomgewichtsüberschuß des Neutrons gegenüber dem Wasserstoff zur Verfügung, und erst wenn dieser Energiebetrag durch die größere Bindungsenergie der Bausteine in Be^{10} überkompensiert würde, wäre Be^{10} stabil. Das ist jedoch noch nicht der Fall, — und ebenso nicht beim C^{14} —; (Unterschied in den Bindungsenergien 0,4 bzw. 0,7 T.A.E.; Atomgewichtsüberschuß des Neutrons 0,8 T.A.E.). Bei diesen Kernen überwiegt also die natürliche Instabilität des Neutrons noch die Stabilisierung durch die größere Bindungsenergie; erst beim O^{18} gegenüber F^{18} wird diese Überkompensierung erreicht. In bezug auf die Bindungsenergien sind jedoch auch schon die Kerne Be_4^{10} und C_6^{14} gegenüber B_5^{10} bzw. N_7^{14} bevorzugt, so daß in dieser Hinsicht die HARKINSsche Regel auch bereits bei den Massenzahlen 10 und 14 erfüllt ist.

Bei den Massenzahlen 2 und 6 allerdings ist die Abweichung von HARKINS' Regel auch in bezug auf die Bindungsenergien reell. Für die Massenzahl 2 besagt das, daß die Wechselwirkung zwischen 2 Neutronen zu gering ist, um eine stabile Verbindung zu ergeben. Dies folgt auch theoretisch aus den Ansätzen für die Kernkräfte, selbst wenn man zwischen 2 Neutronen dieselben Kraftwirkungen annimmt wie zwischen Proton und Neutron, denn im Gegensatz zum Deuteron müßten, wegen des Pauli-Prinzips, 2 Neutronen im Grundzustand antiparallelen Spin besitzen, und wegen der Spinabhängigkeit der Kernkräfte ergibt sich auch für ein Neutron-Proton-Paar mit antiparallelem Spin keine stabile Bindung, wie man aus den Versuchen über die Streuung von Neutronen im Zusammenhang mit Messungen ihrer Absorption in Wasserstoff schließen konnte[1]. Für die Massenzahl 6 vgl. FEENBERG u. WIGNER[2].

Die Fig. 1 läßt weiter einige allgemeine Gesetzmäßigkeiten, die uns zum Teil schon oben bei der Besprechung der Isotopen- und Isobarenregeln begegneten, und auch einige interessante Besonderheiten erkennen.

Die ausgezogenen Geradenzüge, welche die stabilen Kerne verbinden, sind sämtlich bei den ungeraden Massenzahlen durchgeknickt, beim Einbau des zweiten und vierten Teilchens wird also eine größere Energie frei als beim Einbau des ersten und dritten. Dies ist wieder die Auszeichnung der geraden Massenzahlen[3]. Wenigstens bei den leichteren Kernen, etwa bis zum Neon, sieht man außerdem deutlich, daß, jeweils beim Einbau des 4. Teilchens, mit dem eine neue α-Teilchenkonfiguration hergestellt wird, die ausgezogenen Geraden besonders steil sind, einer besonders großen Bindungsenergie entsprechend, obwohl das 4. Teilchen immer ein durch seine COULOMBsche Ladung relativ benachteiligtes Proton ist. Man ist versucht, hierin eine Rechtfertigung solcher modellmäßigen Beschreibungen des Kernbaues zu sehen, die die α-Teilchen als Subeinheiten der Kernstruktur benutzen; jedoch weist der Umstand, daß dieser Zug mit zunehmender Teilchenzahl immer weniger ausgeprägt ist[4], auf den Näherungscharakter solcher Modellvorstellungen hin[5].

Betrachten wir jetzt die punktierten und gestrichelten Linienzüge, welche homologe Kerne verbinden, so fällt vor allem ein systematischer Gang ins Auge, der den Kern O^{16} heraushebt. Bis dorthin ist der Energiegewinn beim Einbau eines Teilchens um so größer je schwerer der Kern ist, jenseits des Sauerstoffes dagegen, bis zum Ne^{20} hin sind dann die Bindungsenergien relativ gering, um danach den allgemeinen Gang wieder fortzusetzen. Man gewinnt den Eindruck, als ob beim Sauerstoff ein gewisser „Schalenabschluß" erreicht ist. Hierauf wollen wir im letzten Abschnitt etwas näher eingehen.

Als erstes Teilchen wird immer ein Neutron eingebaut; die Protonen sind eben, auch bei sonst völlig gleichen Kernkräften, durch die zusätzliche COULOMBsche Abstoßung gegenüber den Neutronen stark benachteiligt, um so mehr, je höher bereits die Kernladung ist. Das erklärt das starke Ansteigen der Geraden N^{13}—F^{17}, der nächste homologe Kern Na^{21} ist möglicherweise schon gegen Protonenemission instabil; eine künstliche β^+-Aktivität,

[1] AMALDI u. FERMI, Physic. Rev. **50**, 899 (1936).
[2] FEENBERG u. WIGNER, Physic. Rev. **51**, 95 (1937).
[3] Vgl. dazu auch MATTAUCH, Naturwiss. **27**, 185 (1939), Fig. 15.
[4] Vgl. dazu auch die Fig. 4.
[5] Vgl. dazu unten den letzten Abschnitt.

die man einem Kern Na^{21} zuordnen sollte, ist jedenfalls noch nicht bekannt.

Der Einfluß der Coulomb-Kraft zeigt sich außerdem sehr deutlich beim Vergleich der Linienzüge (0; 2) und (1; 1). Je mehr die Kernladung ansteigt, um so stärker divergieren beide Kurven, es wird zunehmend günstiger, auch als zweites Teilchen ein Neutron einzubauen[1]).

Besonders aufschlußreich ist noch der Vergleich der Linienzüge (2; 2) und (1; 3). Die auf dem ersten liegenden Kerne liegen anfangs sehr viel tiefer, der eben erörterten Bevorzugung der α-Teilchenkonfiguration entsprechend. Mit wachsender Kernladung aber fällt die (1; 3)-Kurve sehr rasch ab, sogar der Knick zwischen O^{16} und Ne^{20} ist hier kaum ausgeprägt. Es wird demgemäß relativ immer günstiger, auch als drittes Teilchen ein Neutron einzubauen. Die Coulomb-Kraft „sprengt" dann also gewissermaßen die Bevorzugung der α-Teilchenkonfiguration[2]).

Wenn die Kurve (1; 3) schließlich die (2, 2)- Kurve unterschritte, so würde das eine Verletzung der HARKINSschen Regel II zur Folge haben, denn bei gerader Massenzahl wäre die Ordnungszahl ungerade. Die Extrapolation der Fig. 3 läßt einen solchen Schnittpunkt etwa bei den Massenzahlen 36 oder 40 erwarten. Tatsächlich ist K^{40} als natürlich radioaktiver Kern bekannt; die kinetische Energie der Elektronen ist kaum größer als der Atomgewichtsüberschuß des Neutrons gegenüber dem Wasserstoff[3]), so daß — nach der zu Anfang dieses Abschnittes angestellten Überlegung — die Bindungsenergien von K^{40} und Ca^{40} nahe zusammenfallen müssen. Jenseits der Überschneidung der (1, 3)- und der (2, 2)-Kurve werden wir die (2, 2)-Kerne als instabil erwarten müssen, und demgemäß würde Ca^{40}_{20} der letzte stabile Kern sein, der ebenso viele Protonen wie Neutronen enthält; der nächste Kern dieses Typus wäre das in die MATTAUCHsche zweite Besetzungszone fallende Titanisotop Ti^{44}_{22}, das bislang nicht gefunden wurde und das wir nach der soeben angestellten Überlegung auch nicht mehr als stabil erwarten sollten[4]).

Daß jenseits dieser Überschneidung die HARKINSsche Regel II wieder gültig ist, liegt dann offenbar am Auftreten des neuen Kerntypus (0; 4), erstmalig in S^{36}_{16} und A^{40}_{18}, dessen Homologenkurve von den kleineren Massenzahlen her rasch abfallen muß — (der vorangehende homologe Kern Si^{32}_{14} ist noch nicht als künstlicher β-Strahler sichergestellt, seine Bindungsenergie wird wohl noch erheblich über der vom P^{32}_{15} liegen) — und dann noch tiefer verläuft als der Linienzug (1; 3). Jedenfalls sehen wir, daß gelegentliche Verletzungen der HARKINSschen Regel bei größeren Massenzahlen durchaus zu erwarten wären, und es ist eigentlich verwunderlich, daß dies außer beim K^{40} nur noch in einem einzigen bekannten Fall, dem kürzlich entdeckten Cp^{176}_{71} bislang gefunden wurde.

Eine ähnliche Homologenreihe mit „gesprengter" α-Teilchenkonfiguration ist die Folge $Al^{29}_{13}-P^{33}_{15}-Cl^{37}_{17}-\ldots$ von denen der erste Kern

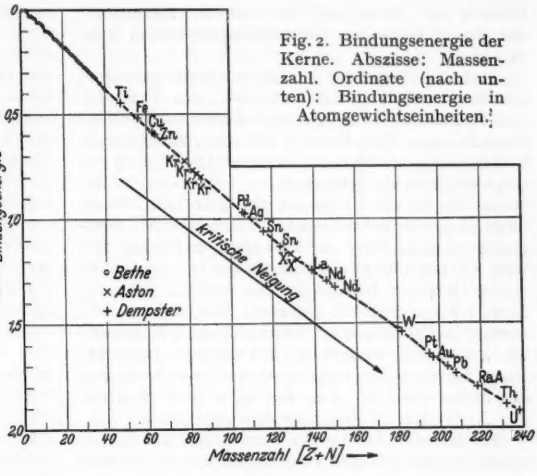


Fig. 2. Bindungsenergie der Kerne. Abszisse: Massenzahl. Ordinate (nach unten): Bindungsenergie in Atomgewichtseinheiten.

Al^{29}_{13} in Fig. 3 noch hoch über seinem Nachbarisobar Si^{29}_{14} liegt, während Cl^{37}_{17} bereits stabil ist.

Leider sind die Atomgewichte im Bereich der Massenzahlen oberhalb von 32 erst sehr unzureichend bekannt, so daß sich diese interessanten Überschneidungen der Linienzüge der Fig. 3 noch nicht verfolgen lassen. Die genauere Messung gerade dieser Atomgewichte verspricht deshalb sehr aufschlußreiche Einsichten in die Gesetzmäßigkeiten des Kernbaues zu geben, vor allem auch im Hinblick darauf, daß in dieses Gebiet die erste der in I, Abschnitt 4 erörterten Anomalien im Gang der ungeraden Massenzahlen fällt.

2. *Atomgewichte der schwereren Kerne und Begrenzung der stabilen Kerne.*

Für die schwereren Kerne sind die Atomgewichte einstweilen noch so ungenau bekannt, daß sich erst wenige und nur ziemlich allgemeine Betrachtungen daran anknüpfen lassen. In Fig. 2 sind die Bindungsenergien gegen die Massenzahl

[1]) Theoretisch sollte der Abstand der beiden Kurven, besonders für die leichten Kerne, noch größer sein, vgl. dazu: BARKAS, Phys. Rev. 55, 691 (1939).

[2]) Natürlich besagt das nicht etwa, daß hier schon die Grenze des α-Teilchenmodells läge, denn wenn beim Übergang zur nächsten Massenzahl dann ein weiteres Proton eingebaut wird, kann sich dieses mit dem bereits anwesenden Proton und 2 der Neutronen sehr wohl wieder zu einer α-Teilchenkonfiguration gruppieren — wobei dann nur immer auch überzählige Neutronen auftreten.

[3]) LIBBY u. LEE, Physic. Rev. 55, 245 (1939).

[4]) Vgl. auch WIGNER, Physic. Rev. 51, 947 (1937), § 8.

aufgetragen[1]). Die durch die gemessenen Punkte hindurchgelegte glatte Kurve ist natürlich nur als schematisierter Verlauf anzusehen, sicherlich werden, ebenso wie bei den leichteren Kernen, die genauen Werte um den glatten eingezeichneten Verlauf schwanken, einmal im Wechsel von gerader und ungerader Massenzahl und wahrscheinlich auch innerhalb größerer Massenzahlbereiche, den Perioden der GOLDSCHMIDTschen Häufigkeitskurve (s. u. Fig. 3) entsprechend. Interessant ist die durch DEMPSTERS Messungen sichergestellte „Windung" oberhalb der Massenzahl 140: hier wird der Abfall der Kurve zunächst geringer, zum Wolfram zu noch einmal wieder etwas steiler, um sich schließlich beim Blei wiederum stärker zu krümmen[2]). Auf Grund der im nächsten Abschnitt genauer besprochenen Beziehung zwischen Bindungsenergie und Häufigkeit gewinnen wir so eine Erklärung der „Seltenheit" der seltenen Erden und des darauf folgenden Häufigkeitsmaximums beim Wolfram.

Daß die Kurve bis zu den schwersten Kernen hin immer noch abfällt, entspricht der Tatsache, daß immer beim Einbau eines Protons oder Neutrons in einen Kern Energie frei wird. Auf dem allmählichen — durch den zunehmenden Einfluß der Coulomb-Energie bedingten — Umkrümmen der Kurve beruht das Phänomen des α-Zerfalls. Wenn nämlich beim Einbau von 2 Protonen und 2 Neutronen in einen Kern Energie frei wird, auf dem allmählichen — durch den zunehmenden Einfluß der Coulomb-Energie bedingten — Umkrümmen der Kurve beruht das Phänomen des α-Zerfalls. Wenn nämlich beim Einbau von 2 Protonen und 2 Neutronen in einen Kern $(Z; N)$[3]) weniger Energie frei wird als beim Zusammentreten der 4 Teilchen zu einem He-Kern, so wird der Kern $(Z+2; N+2)$ bereits instabil gegen α-Zerfall sein, da es eben energetisch günstiger ist, wenn sich die 4 Bausteine als α-Teilchen außerhalb des Kernes befinden. Diese kritische Neigung (30 T.A.E. bei Änderung der Massenzahl um 4) ist in Fig. 2 als Pfeil unter der Kurve der Bindungsenergie angegeben.

Leider sind noch für kein Paar schwererer Kerne, deren Neutronen- und Protonzahl sich um je zwei unterscheiden, die Atomgewichte genau genug bekannt, um daran die Stabilität bzw. Labilität gegen α-Zerfall zu untersuchen; aus dem allgemeinen Umbiegen der Kurve 2 beim Atomgewicht 150, welches bewirkt, daß die Neigung ebenso gering wird wie die kritische Neigung, darf man jedoch schließen, daß hier verhältnismäßig geringe Schwankungen im Verlauf der Bindungsenergien von Kern zu Kern genügen, um einzelne Kerne α-labil zu machen. So läßt sich wenigstens im Prinzip die α-Labilität von Sm^{148} verstehen; ebenfalls ist die Vermutung berechtigt, daß das fehlende Isotop Sm^{146} α-labil ist, mit so kurzer Lebensdauer, daß es bereits praktisch vollständig zerfallen ist.

Es ist sehr wohl möglich, daß auch noch der eine oder andere Kern jenseits des Sm gegen α-Zerfall labil ist, nur mit verhältnismäßig kleinem Energieüberschuß (unterhalb etwa 1 Million Volt); denn im Gegensatz zum β-Zerfall geht bei solchen Energiebeträgen der α-Zerfall äußerst langsam vor sich, wegen der exponentiellen Zunahme der Lebensdauer mit abnehmender Zerfallsenergie, die sich in GAMOWS Theorie des α-Zerfalls daraus ergibt, daß die Durchdringungswahrscheinlichkeit des Potentialbergs so stark mit der Energie abnimmt. α-Strahler, deren α-Teilchen eine wesentlich geringere Energie haben als diejenigen des Urans, entziehen sich deshalb der Entdeckung und sind für geologische Zeiträume als praktisch stabil anzusehen[1]).

Jenseits des Blei krümmt sich dann die Kurve 2 so stark, daß hier allgemein α-Zerfall auftritt, und man nimmt diesen Umstand als Erklärung dafür, daß die stabilen Kerne in den Atomgewichten nach oben begrenzt sind. Die Kurve zeigt aber auch hier eine eigentümliche Windung: auf die zum Teil sehr kurzlebigen α-Strahler folgen bei noch höheren Atomgewichten wieder sehr langlebige, Ra^{226}, Jo^{230}, U^{238}, wovon der schwerste, U^{238}, für geologische Zeiten schon wieder nahezu stabil ist.

In diesem Zusammenhang ist es interessant, daß nach der Entdeckung von HAHN und STRASSMANN[2]), auch Zerfallsprozesse von ganz anderem Typus den Bereich der stabilen Kerne nach oben hin einschränken.

Das Umbiegen der Kurve 2 bedeutet nämlich, daß die Bindungsenergie in einem Kern von sehr großer Teilchenzahl geringer ist als in 2 Kernen von je der halben Teilchenzahl; dementsprechend wird beim Aufbrechen des schweren Kerns in zwei Bruchstücke Energie frei, und zwar nach quantitativer Rechnung ein Betrag von über 100 Millionen Volt. Daß dieser Prozeß nicht spontan abläuft, liegt daran, daß die beiden Bruchstücke, um sich voneinander zu entfernen, eine Potentialschwelle überwinden müssen — ähnlich wie beim α-Zerfall das α-Teilchen — und die Durchdringungswahrscheinlichkeit dafür zu gering ist[3]).

HAHN und STRASSMANN fanden nun, daß dieser Aufspaltungsprozeß tatsächlich auftritt beim Beschießen des Urans mit langsamen Neutronen. Die Anregungsenergie von einigen Millionen Volt,

[1]) Bindungsenergie = $N \times$ Atomgewicht des Neutrons plus $Z \times$ Atomgewicht des Wasserstoffs minus Atomgewicht des Isotops $(Z; N)$. Berechnet: leichte Kerne nach BETHE u. LIVINGSTONE, l. c.; Kr und X nach ASTON, umgerechnet wie bei HAHN, l. c.; die übrigen Daten nach DEMPSTER, Physic. Rev. **53**, 869 (1938).

[2]) Die „Windung" wird viel deutlicher, wenn man nicht die ganze Bindungsenergie aufträgt sondern, wie DEMPSTER, l. c., den sog. Packungsanteil (Abweichung von der Ganzzahligkeit, dividiert durch Zahl der Teilchen).

[3]) $(Z; N)$ soll bedeuten: Kern mit der Ladung Z und Neutronenzahl N.

[1]) v. WEIZSÄCKER, Die Atomkerne, § 8.

[2]) HAHN u. STRASSMANN, Naturwiss. **27**, 11 u. 163 (1939). Zusammenfassung und Literatur bei FLÜGGE, Naturwiss. **27**, 402 (1939).

[3]) Die Durchdringungswahrscheinlichkeit wird um so geringer, je höher und breiter die Potentialschwelle ist und je größer die Masse der Teilchen ist. Bei den hier in Frage kommenden Massen muß praktisch eine Aktivierungsenergie von der Höhe der Potentialschwelle vorhanden sein, da, eben wegen der Größe der Massen, der wellenmechanische „Tunneleffekt" zu gering ist (vgl. die in der nächsten Fußnote zitierte Notiz v. WEIZSÄCKERS).

die der Urankern beim Einfang des Neutrons erhält, genügt also bereits als „Aktivierungswärme", um den Prozeß ablaufen zu lassen, mit anderen Worten: diese Anregungsenergie ist bereits groß genug, um die beiden Bruchstücke über den Potentialberg hinweg zu heben.

Diese Entdeckung geschah ganz entgegen der theoretischen Erwartung, da der Potentialwall allgemein als viel höher vermutet worden war, und man deshalb erwartete, daß alle anderen Prozesse, die zum Wiederverlust der „Aktivierungsenergie" führen könnten, Aussendung von γ-Quanten, Emission von Neutronen, Protonen oder α-Teilchen, mit extrem viel größerer Wahrscheinlichkeit eintreten würden als die Aufspaltung des Kerns. Überlegungen WEFELMEIERS und v. WEIZSÄCKERS[1]) zeigten jedoch, daß die Vorstellung eines starren Potentialberges nicht dem Problem angemessen ist, denn es bilden sich sicher nicht unmittelbar zwei kugelförmige Teilkerne die dann ihren wechselseitigen „Gamow-Berg" überwinden müßten, sondern es wird eine allmähliche Deformation des Kerns vor sich gehen, bei der er immer gestrecktere Formen annimmt (bei v. WEIZSÄCKER als Rotationsellipsoid approximiert), was schließlich zum Aufbrechen des Kerns führt. Die Rechnungen zeigen, daß dabei kleine Elliptizitäten energetisch ungünstiger sind als die Kugelgestalt, während große Elliptizitäten wieder energetisch günstig werden. Die „Aktivierungswärme" ist dann der Energieunterschied des ungünstigsten Ellipsoids gegen die Kugelgestalt; und v. WEIZSÄCKER schätzte ab, daß dieser Betrag für die schweren Kerne in der Größenordnung weniger Millionen Volt liegt.

Für Kerne mit noch größerer Kernladung als Uran ($Z \infty 100$) wird die Potentialschwelle immer geringer und schließlich wird die Kugelgestalt ganz instabil; ein solcher Kern würde also spontan zerplatzen. Auf diese Weise bewirken die COULOMBschen Kräfte auf viel radikalere Weise als nur durch die α-Labilität eine Begrenzung der Atomkerne auf die Massenzahlen unter 240.

3. *Häufigkeiten der Elemente und Kernstabilität. Entstehung der Elemente.*

Die neueren Daten über die Elementeverteilung auf der Erde und im Kosmos finden sich in einer ausführlichen Darstellung GOLDSCHMIDTS[2]), in der nicht nur die Verteilung der chemischen Elemente berücksichtigt wird, sondern unter Benutzung der Isotopenverteilungen auch die Häufigkeit jedes einzelnen Kernes berechnet wurde. Wir hatten in den ersten Abschnitten gesehen, daß das Ausfallen einzelner Ordnungszahlen oder Neutronenzahlen[1]) von sehr speziellen Zügen des Kernbaues abhängt, während jede Massenzahl unter den stabilen Kernen sicher vertreten ist, weil der Einbau eines Teilchens in den vorangehenden Kern immer mit einem großen Energiegewinn verbunden ist. Ebenso wie der völlige Ausfall kann auch die große Seltenheit einzelner Elemente durch sehr spezielle Züge des Kernbaues bedingt sein. Wir machen uns von diesen Zufälligkeiten frei, wenn wir die Häufigkeiten nicht nach der Ordnungszahl, sondern nach der Massenzahl ordnen, wie dies in Fig. 3 geschehen ist[2]).

Es fällt in dieser Figur vor allem der systematische Wechsel von gerader und ungerader Massenzahl auf, die letzteren sind im Durchschnitt etwa zehnmal seltener als die vorangehenden bzw. folgenden geraden Massen. Wegen Regel IIa entspricht das der schon von HARKINS[3]) betonten relativen Seltenheit der Elemente mit ungerader Ordnungszahl (vgl. GOLDSCHMIDT, l. c., Fig. 1 und 2), jedoch erscheint der Wechsel bei der Wahl der Massenzahlen als Abszisse in Fig. 3 vielleicht noch eindrucksvoller.

Zusammengenommen mit der in den Abschnitten I, 3 und II, 1 erörterten Bevorzugung der geraden Massenzahlen in bezug auf die Bindungsenergien, erkennen wir hier eine eindringliche Parallelität zwischen Häufigkeit und Bindungsenergie, die man schwerlich als Zufall werten kann. Diese Parallelität findet sich bei den leichteren Kernen, für die die Atomgewichte hinreichend genau bekannt sind, auch wieder in dem von WEFELMEIER betonten parallelen Gang zwischen Häufigkeit und Bindungsenergie des letzten α-Teilchens in den Kernen C^{12}, O^{16}, Ne^{20} usw., die als α-Teilchen-Aggregate aufgefaßt werden können[4]).

Wenn wir diese empirischen Zusammenhänge zwischen Stabilität und Häufigkeit verwerten wollen zu einem Verständnis der vorliegenden Elementeverteilung, so werden wir dazu geführt, die heutige Verteilung als in einem Gleichgewichtszustand entstanden anzunehmen und die Bedingungen dieses Gleichgewichts zu untersuchen. Einen Versuch in dieser Richtung vom Standpunkt der heutigen Kernphysik enthält eine Arbeit v. WEIZSÄCKERS[5]). Für einen Gleichgewichtszustand ist charakteristisch, daß neben Kern-

[1]) WEFELMEIER, Naturwiss. **27**, 110 (1939); v. WEIZSÄCKER, Naturwiss. **27**, 133 (1939). Ähnliche Überlegungen bei FEENBERG, Physic. Rev. **55**, 504 (1939). Weitere theoretische Erwägungen zu dem Problem bei MEITNER u. FRISCH, Nature (Lond.) **143**, 239 (1939); BOHR, Physic. Rev. **56**, 418 (1939) und FLÜGGE u. v. DROSTE, Z. f. Phys. Chemie B **42**, 274 (1939).

[2]) GOLDSCHMIDT, Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente IX, l. c.

[1]) Außer den fehlenden Protonenzahlen 43 und 61 gibt es 11 Neutronenzahlen, die unter den stabilen Kernen nicht vertreten sind, nämlich 19, 21, 35, 39, 45, 61, 71, 89, 111, 115, 123; das sind die Zahlen, die dort übersprungen werden, wo der Linienzug der ungeraden Massen bei ungeraden Ordnungszahlen einen „Schritt nach unten" macht.

[2]) GOLDSCHMIDT, l. c., Fig. 3.

[3]) HARKINS, Chem. Rev. **5**, 371 (1928).

[4]) Vgl. dazu v. WEIZSÄCKER, Naturwiss. **26**, 225 (1938), Fig. 2 und Tabelle 1.

[5]) v. WEIZSÄCKER, Physik. Z. **38**, 633 (1938), 3. Teil. Wegen älterer Versuche in dieser Richtung vgl. die Literaturangaben bei v. WEIZSÄCKER.

aufbauprozessen gleichzeitig die inversen Prozesse verlaufen können, in denen die Bausteine von den Kernen abgespalten werden; und das setzt Temperaturen voraus, die vergleichbar mit der Bindungsenergie der Bausteine im Kern sind. Setzt man als Überschlag für die letzteren $\varepsilon = 10^7$ e.Volt $= 1{,}6 \cdot 10^{-5}$ erg an, so ergibt sich in roher Schätzung aus $kT \approx \varepsilon$ eine Temperatur $T \approx 10^{11}$ Grad.

Für genauere Betrachtungen muß natürlich das Gleichgewicht sorgfältiger behandelt werden, in das neben der Temperatur vor allem die Neutronen-, Protonen- und Elektronendichten eingehen. v. WEIZSÄCKER findet nun, daß die Häufigkeitsverteilung nicht in allen Zügen durch ein einziges Gleichgewicht dargestellt werden kann. Versucht man zunächst den allgemeinen Gang der Fig. 3, also etwa das Häufigkeitsverhältnis von Pb und O zu verstehen, so ergeben sich tatsächlich Temperaturen von der geschätzten Größenordnung. Bei so hohen Temperaturen jedoch könnten keine so großen Häufigkeitsunterschiede benachbarter Massen vorkommen wie etwa das Isotopenverhältnis $O^{16} : O^{17} : O^{18} = 100 : 0{,}4 : 2$, sondern diese Isotopen müßten nahezu gleich häufig sein. Es muß sich also dieses letztere Gleichgewicht erst später bei tieferen Temperaturen eingestellt haben, bei denen das „Gleichgewicht im großen" bereits „eingefroren" war. Aus den Daten der Sauerstoffisotopen berechnet v. WEIZSÄCKER für diesen späteren Gleichgewichtszustand, der das Mengenverhältnis benachbarter Kerne regelte, eine Temperatur von etwa $5 \cdot 10^9$ Grad und eine Dichte der freien Neutronen zu etwa 10^{25} pro Kubikzentimeter.

Leider liegen außer beim Sauerstoff noch keine hinreichend genauen Daten vor, um zu prüfen, ob die Isotopenverteilung anderer Elemente zu ähnlichen Werten führen würden, was für die Stichhaltigkeit der Überlegungen v. WEIZSÄCKERS natürlich ausschlaggebend wäre.

Die astrophysikalischen Möglichkeiten und Konsequenzen dieser Auffassung von der Entstehung der Elemente, die wir in unserem Rahmen nicht weiter verfolgen können, hat v. WEIZSÄCKER in der zitierten Arbeit detaillierter besprochen, wo er auch noch weitere Gründe angibt, die dazu geführt haben, dieser Hypothese der Entstehung der Elemente in Gleichgewichtszuständen sehr hoher Temperatur den Vorzug zu geben gegenüber den in den vergangenen Jahren viel erörterten Theorien, welche die heutige Elementeverteilung lediglich durch einseitige Kernaufbauprozesse bei erheblich niedrigeren Temperaturen zu erklären versuchten.

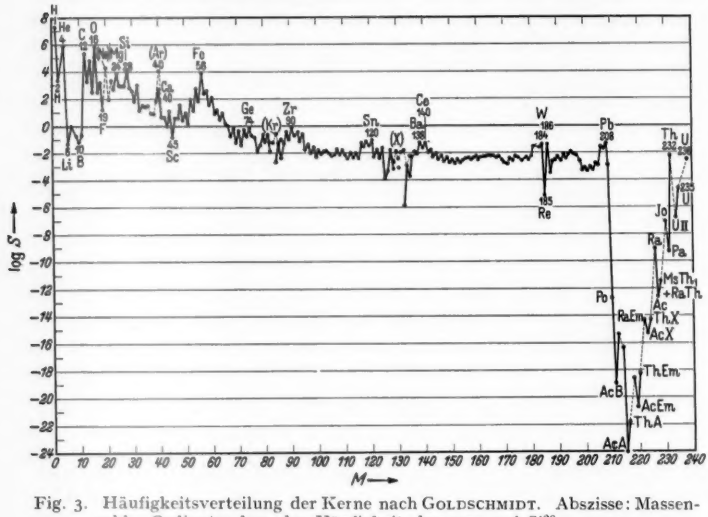


Fig. 3. Häufigkeitsverteilung der Kerne nach GOLDSCHMIDT. Abszisse: Massenzahl. Ordinate: log. der Häufigkeit, bezogen auf $Si^{28} = 10000$.

Die leichtesten Elemente, etwa unterhalb des Sauerstoffes, können schließlich noch durch verhältnismäßig langsame Protonen (Temperaturen von 10^7—10^8 Grad entsprechend) umgewandelt werden, so daß diese Prozesse in allen Sternen noch dauernd verlaufen und wahrscheinlich auch die Quelle der ausgestrahlten Energie darstellen[1]). Die Verteilung dieser leichtesten Elemente wird also nicht mehr wesentlich durch ihre Bindungsenergien bestimmt sein, sondern vor allem durch ihre verschiedenen Wirkungsquerschnitte für die einseitig verlaufenden Umwandlungsprozesse durch langsame Protonen.

Viele Einzelheiten der Häufigkeitskurve (Fig. 3), wie etwa die extreme Seltenheit der Massenzahl 185, bedürfen noch der Erklärung. Bemerkenswert ist, daß bei den Massenzahlen zwischen 90 und 100 und zwischen 140 und 150, wo die Elemente 43 und 61 zu suchen gewesen wären, die Kurve ganz normal verläuft; der Ausfall der beiden Elemente zieht also keinen Ausfall irgendwelcher Massenzahlen mit sich, ganz wie es nach den Überlegungen im Beginn dieses Abschnitts zu erwarten war.

Die relativen Maxima der Häufigkeitskurve um die Massenzahlen 56, 90, 120, 138, 184 und 208 herum, werden modellmäßig mit den WEFELMEIERschen bevorzugten α-Teilchen-Konfigurationen[2]) in Zusammenhang zu bringen sein. Auf den Zusammenhang der Windung der neuen DEMPSTERschen Massendefektkurve mit dem Tal bei den seltenen Erden und dem darauf folgenden Gipfel beim Wolfram in Fig. 3 haben wir schon im vorigen Abschnitt hingewiesen. In Fig. 2 haben wir

[1]) v. WEIZSÄCKER, l. c., und BETHE, Physic. Rev. **55**, 434 (1939).

[2]) WEFELMEIER, Naturwiss. **25**, 525 (1937), Tabelle.

die interpolierte Kurve, — im Anschluß an DEMPSTER — oberhalb der Kryptonwerte ASTONS glatt durchgezogen. Wenn wir dagegen versuchsweise die Kurve auch durchs Krypton hindurchlegen, so ergäbe sich auch hier eine Windung: steiler Abfall bis etwa zur Massenzahl 90, dann ein Flacherwerden bis zu 100—110, und dann wiederum ein steilerer Abfall; es würde dies eine Erklärung auch der anderen großen Periode in GOLDSCHMIDTS Häufigkeitskurve, zwischen 90 und 110, bedeuten. Man muß aber wohl weitere genaue Massenbestimmungen abwarten, um diesen Schluß sicher ziehen zu können[1]).

4. Kernmomente, Isotopieverschiebung.

Ein Charakteristikum des Atomkerns, das wir bisher nur gelegentlich im Zusammenhang mit den langlebigen β-Strahlern genannt haben, sind die mechanischen Momente (Drehimpulse) der Kerne und ihre magnetischen Dipol- und elektrischen Quadrupolmomente. Diese Daten werden sicherlich einmal wesentlich zum Verständnis der Kernsystematik in ihren größeren Feinheiten beitragen. Einstweilen jedoch sind wir noch weit von einer durchgreifenden Deutung dieses Gebietes entfernt, und deshalb soll im vorliegenden Bericht nur kurz darauf eingegangen werden. Wir kennen diese Bestimmungsstücke der Kerne aus Erscheinungen in den Bandenspektren, der Hyperfeinstruktur des Linienspektrums und aus Untersuchungen nach der Molekularstrahlmethode[2]).

Mechanische Momente. Das Proton hat den Spin $^1/_2\,\hbar$, das Deuteron den Spin $\hbar$. Da alles dafür spricht, daß Proton und Neutron im Deuteron kein Bahnmoment besitzen, so ergibt sich daraus auch für das Neutron der Spin $^1/_2\,\hbar$. Für die zusammengesetzten Kerne gilt allgemein folgendes: Kerne mit sowohl geradem Z als geradem N haben kein Moment, während die wenigen Kerne mit ungeradem Z und N ein ganzzahliges Moment besitzen, H^2, Li^6, B^{10}, N^{14} den Spin $\hbar$, Cp^{176} größer als $7\,\hbar$, K^{40} noch nicht bekannt. Die übrigen Kerne, mit entweder ungeradem Z oder ungeradem N, haben, soweit untersucht, alle halbzahligen Spin, $^1/_2\,\hbar$ oder $^3/_2\,\hbar$ usw. bis $^9/_2\,\hbar$. Ob dabei, wie mehrfach angenommen, die größeren Werte vorzugsweise bei ungeradem Z auftreten und bei ungeradem N der Spin meist klein ist, das zu entscheiden reicht das experimentelle Material bislang kaum aus; der von HEYDEN und KOPFERMANN (l. c.) sichergestellte Wert $^9/_2\,\hbar$ für Sr^{87}_{38} spricht z. B. dagegen.

Diese Werte entsprechen dem quantenmechanischen Gesetz für die Zusammensetzung der Drehimpulse von Elementarteilchen mit halbzahligem Spin: Resultierender ganzzahliger Drehimpuls bei gerader gesamter Teilchenzahl, halbzahliger Drehimpuls bei ungerader gesamter Teilchenzahl; das gilt auch, wenn außer den Spinen auch Bahnmomente vorkommen, da diese immer ganzzahlig sind und deshalb an der Zusammensetzungsregel nichts ändern. Die Tatsache jedoch, daß das Kernmoment Null resultiert, wenn Z und N beide gerade sind, geht über diese allgemeine Regel hinaus; im Zusammenhang mit der oben mehrfach betonten energetischen Bevorzugung dieser Kerne wäre man versucht, hier an eine Kernstruktur nach „Zweierschalen" zu denken, die immer dann „abgeschlossen" waren, wenn sie durch je 2 Teilchen mit entgegengesetztem Spin besetzt sind. Eine solche Vorstellung ist jedoch, wie v. WEIZSÄCKER betont[1]), nicht in Einklang damit zu bringen, daß bei den ungeraden Massenzahlen Drehimpulse auftreten, die größer als der Spin $^1/_2\,\hbar$ eines Elementarteilchens ist. Denn das würde dann bedeuten, daß das unpaarige Teilchen sich in einem Zustand befindet, wo es neben seinem Spin noch ein Bahnmoment besitzt, ein solcher Zustand ist aber immer entartet, — entsprechend der Richtungsquantelung des Bahnmoments — und die durch solchen Zustand charakterisierte „Schale" könnte nicht durch Einbau eines einzigen weiteren Teilchens abgeschlossen werden. Auch die Rechnungen HUNDS[2]) ergeben, daß das Verschwinden der Kernmomente bei geradem Z und geradem N keinen „Schalenabschluß" bedeutet.

Die magnetischen Momente werden zweckmäßig in „Kernmagnetonen" $\mu_k = \dfrac{e\,\hbar}{2\,m_H\,c}$ angegeben (m_H = Masse des Wasserstoffkerns). Dieses Moment würde das Proton besitzen, wenn es, ebenso wie das Elektron, der Dirac-Gleichung genügte. STERN und Mitarbeiter[3]) fanden jedoch bei der direkten Messung nach der Molekularstrahlmethode den Wert 2,46 μ_k; auf theoretische Erörterungen, diese Abweichung vom ursprünglich allgemein erwarteten Wert zu deuten, sei hier nur hingewiesen[4]). Das magnetische Moment des Neutrons läßt sich aus dem des Deuterons berechnen[5]), man erhält den Wert $-1{,}80\ \mu_k$.

Für die zusammengesetzten Kerne sind die Werte der Momente noch verhältnismäßig ungenau, weil die Bestimmung der magnetischen Momente aus den Hyperfeinstrukturaufspaltungen die genaue Kenntnis der Elektroneneigenfunktionen am Kern voraussetzt.

Zusatz bei der Korrektur: Die neue „magnetische Molekularstrahl-Resonanz-Methode" RABIS[6]) macht sich von dieser Voraussetzung frei und gestattet eine direkte und äußerst präzise Messung der magnet. Kernmomente. Für das Proton findet RABI im Unterschied zu STERN (l. c.) den Wert 2,78 μ_k (in Übereinstimmung mit einer früheren indirekteren Messung) und für das Deuteron 0,85 μ_k, beide Werte mit einer Genauigkeit von 1%. — Für das Neutron ergibt sich daraus, Additivität vorausgesetzt, der Wert $-1{,}93\,\mu_k$; die Annahme der Additivität ist jedoch, besonders nach der neuen YUKAWAschen Theorie der Kernkräfte, nicht gerechtfertigt, das Moment des Neutrons könnte gut noch um etwa 10% geringer sein.

[1]) Bemerkenswert ist, daß nach der von MATTAUCH [Naturwiss. **25**, 170 (1937)] durchgeführten vorläufigen Neubestimmung des Atomgewichts von Sr^{86} und Sr^{87} die zugehörigen Punkte in Fig. 4 auch, ebenso wie ASTONS Werte für Krypton, unter der ausgezogenen DEMPSTERschen Interpolation zu liegen kommen.

[2]) Zusammenfassungen: BETHE u. BACHER, l. c., § 47, KOPFERMANN, Erg. exakt. Naturwiss. **15**, 229 — Naturwiss. **24**, 561 (1936). — KALLMANN u. SCHÜLER, Erg. exakt. Naturwiss. **11**, 134.

[1]) v. WEIZSÄCKER, Atomkerne § 13.

[2]) HUND, Z. Physik **105**, 202 (1937), letzte Seite; vgl. auch die im letzten Abschnitt genannten Arbeiten WIGNERS, FEENBERGS u. a.

[3]) STERN u. Mitarbeiter, Z. f. Phys. **85**, 4 und 17 (1933); Physic. Rev. **52**, 535 (1937).

[4]) WICK, Att. Ac. Linei **21**, 170 (1935). — YUKAWA, Proc. Math. Phys. Soc. Japan **20**, 319 (1938). — FRÖHLICH, HEITLER u. KEMMER, Proc. Roy. Soc. Lond. **166**, 154 (1938).

[5]) Berechnet aus μ_{Proton} nach STERN und dem Verhältnis $\mu_{\text{Proton}} : \mu_{\text{Deuteron}} = 3{,}8$, gewonnen aus Messung der paramagnetischen Umwandlung von Para- in Orthowasserstoff durch FARKAS; neuester noch nicht publizierter Wert, zitiert nach FRÖHLICH, HEITLER, KEMMER, l. c., vgl. aber den Zus. b. d. Korrekt.

[6]) RABI u. Mitarbeiter, Phys. Rev. **55**, 526 u. 595 (1939).

Die bisherigen Daten scheinen auf einen gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen mechanischem und magnetischem Moment hinzuweisen, wie aus der Fig. 4 hervorgeht, in der diese Momente gegeneinander aufgetragen sind[1]), und zwar getrennt für Kerne mit unpaarigem Proton und solche mit unpaarigem Neutron. Die Werte streuen um zwei getrennte Verläufe. Die in der Figur gestrichelt eingezeichneten Kurven sind theoretisch-modellmäßig berechnet unter der Annahme, daß allein das unpaarige Teilchen für die Momente verantwortlich

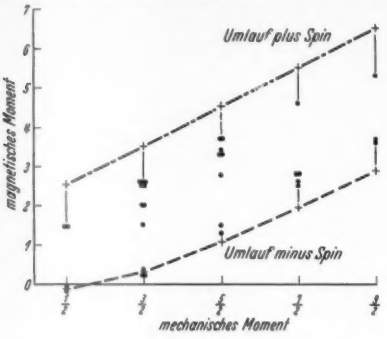


Fig. 4a. Überzähliges Proton.

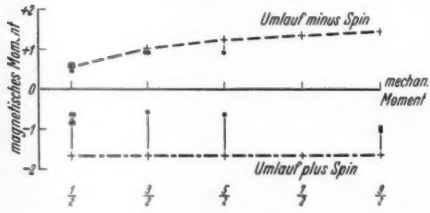


Fig. 4b. Überzähliges Neutron.

Fig. 4. Abhängigkeit des magnetischen Moments vom mechanischen Moment.

sind und die Spin- und Bahnanteile sich nach den quantenmechanischen Regeln zusammensetzen[2]). Die experimentellen magnetischen Momente zeigen zwar denselben Gang, sind aber doch merklich verschoben. Das weist darauf hin, daß solche Modelle nur näherungsweise gelten, und daß sehr starke Kopplungen zwischen dem unpaarigen Teilchen und dem Restkern vorliegen, die das magnetische Moment stark verändern, was auch nach den vorhin angeführten Betrachtungen v. WEIZSÄCKERS und HUNDS zu erwarten war; daß das Modell immerhin eine diskutable Orientierung gibt, zeigen Überlegungen SCHMIDTS (l. c.) und eine Abschätzung der Kopplungen durch NEUGEBAUER[3]).

Quadrupolmomente. Durch Analyse von Hyperfeinstrukturen im Europiumspektrum, wurden SCHÜLER und SCHMIDT zur Erkenntnis geführt[1]), daß im Kern Abweichungen von der Kugelsymmetrie vorliegen müssen, die sich in erster Näherung durch das Auftreten von elektrischen Quadrupolmomenten beschreiben lassen[2]). Seither konnten für eine ganze Reihe von Kernen solche Quadrupolmomente festgestellt werden[3]). Sie sind teils negativ (einem abgeplatteten Kern entsprechend), teils positiv (verlängerter Kern). Bemerkenswert ist das große positive Quadrupolmoment des Kerns Y^{173}_{70}, der ein unpaariges Neutron enthält. Man sieht daraus[4]), daß die Quadrupolmomente nicht auf die unpaarigen Teilchen geschoben werden können, sondern daß sie eine Eigenschaft des ganzen Kerngerüsts darstellen. Eine Erklärung solcher Quadrupolmomente des Kerngerüstes liefert WEFELMEIERS α-Teilchenmodell (l. c.)[5]).

Isotopieverschiebungen. Schließlich sei in diesem Zusammenhang noch eine weitere Erscheinung genannt, die sich ebenfalls im Spektrum bemerkbar macht. Auch die Kerne, die kein magnetisches Moment besitzen und dementsprechend auch keine magnetische Linienaufspaltung hervorrufen, bewirken doch eine Verschiebung der Linien, die nachweisbar wird, sobald es 2 Isotopen

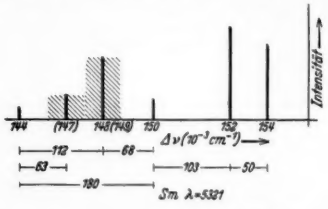


Fig. 5. Isotopieverschiebung beim Samarium.

ohne magnet. Moment gibt. Die Verschiebung wächst mit der Massenzahl der Isotopen. Nur für die leichtesten Kerne kann man diese Verschiebung auf die „Mitbewegung des Kerns" zurückführen, die sich im Unterschied der Rydberg-Konstanten für das Wasserstoff- und Heliumspektrum auswirkt; für die schwereren Kerne wird dieser „Mitbewegungseffekt" viel zu klein. BARTLETT konnte die Linienverschiebung erklären durch die Annahme, daß die Kraft auf die Hüllenelektronen im Innern des Kerns von Coulomb-Potential Ze^2/r abweicht. Die „Isotopieverschiebung" der optischen Linien manifestiert also direkt das Anwachsen des Kernvolumens von Isotop zu Isotop. Da man das Volumen etwa proportional zur Teilchenzahl annimmt, sollte man die Linien etwa äquidistant bei gleichem Unterschied der Massenzahl erwarten. Dies ist jedoch nirgends genau erfüllt; besonders große Abweichungen von dieser Erwartung fanden SCHÜLER und SCHMIDT[6]) beim Samarium, wie Fig. 5 zeigt. Darin ist die Aufspaltung der Linie Sm, $\lambda = 5321$ angegeben und die zugeordneten Massenzahlen; bei den ungeraden

[1]) SCHMIDT, Z. Physik **106**, 358 (1937); SCHÜLER, Z. Physik **107**, 12 (1937); SCHÜLER u. KORSCHING, Z. Physik **111**, 386 (1938); die Fig. 4 wurde der letztgenannten Arbeit entnommen.

[2]) Die 2 Kurven entsprechen der Einstellung des Spins parallel und antiparallel zum Bahnmoment.

[3]) NEUGEBAUER, Z. Physik **111**, 125 (1938).

[1]) SCHÜLER u. SCHMIDT, Z. Physik **94**, 457 (1938).

[2]) CASIMIR, Physica **2**, 719 (1935).

[3]) Eine Zusammenstellung und Diskussion der bekannten Quadrupolmomente findet sich in der Arbeit von SCHÜLER, ROIG u. KORSCHING, Z. Physik **111**, 165 (1938).

[4]) Vgl. SCHÜLER, ROIG u. KORSCHING, l. c.

[5]) Vgl. dazu aber auch das von RABI und Mitarbeitern gefundene Quadrupolmoment des Deuterons Phys. Rev. **55**, 318 (1939).

[6]) SCHÜLER u. SCHMIDT, Z. Physik **92**, 148 (1934).

Massen 147 und 149 ist das Bild durch magnetische Aufspaltungen verbreitert (schraffiert gezeichnet). Der mittlere Abstand zweier gerader Massenzahlen zwischen 144—150 beträgt $^{180}/_{3} = 60$, der Abstand 152—154 ist 50, der Abstand 150—152 dagegen doppelt so groß, nämlich 103; alles in Einheiten $10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Diese unregelmäßige Änderung des Volumens mit der Teilchenzahl gestattet einen schönen direkten Einblick in die Kernstruktur.

Freilich liegen die Verhältnisse ganz anders, als man nach dem nächstliegenden theoretischen Deutungsversuch erwartete; denn man hätte gerade bei den unstabilen Kernen 146 und 148 ein besonders großes Volumen vermutet, während experimentell die großen Volumenzuwüchse beim Übergang zum stabilen Isotop 150 und vor allem zum häufigsten Isotop 152 auftreten. Es fehlt also auch hier die theoretische Deutung noch gänzlich. Auf derselben Linie liegt der von SCHÜLER betonte Umstand, daß in allen untersuchten Fällen die Schwerpunkte der den ungeraden Massenzahlen zugeordneten Linien niemals in die Mitte zwischen den Linien der geraden Isotopen fallen, sondern immer merklich näher bei der kleineren Massenzahl liegen; theoretisch hatte man — der oben mehrfach erörterten energetischen Benachteiligung der ungeraden Massen entsprechend — wieder gerade eine Verschiebung zu der größeren Massenzahl hin erwartet.

5. *Modellvorstellungen.*

Über die Ansätze zur modellmäßigen Beschreibung des Kernbaues hat v. WEIZSÄCKER kürzlich in dieser Zeitschrift ausführlich berichtet[1]), und wir können uns deshalb darauf beschränken, nur einige seither auf diesem Gebiet erreichte Fortschritte mitzuteilen und einige Punkte etwas eingehender zu erörtern.

Eine Kenntnis der elementaren Wechselwirkungskräfte der Bausteine untereinander vorausgesetzt, ist es ein prinzipiell lösbares Problem, in Strenge alle Kerneigenschaften zu berechnen, dem sich nur ungeheure mathematische Schwierigkeiten entgegenstellen. Die „Modelle" sind unter diesem Gesichtspunkt nur zweckmäßige Näherungsansätze, von denen aus wenigstens Teilprobleme einer quantitativen Behandlung zugänglich werden. Es gibt aber Gründe, den Modellen über diesen Standpunkt hinaus eine größere Bedeutung zuzumessen. Denn die Kernkräfte unterscheiden sich von den Kräften, die etwa den Aufbau der Elektronenhülle des Atoms bestimmen, wesentlich dadurch, daß ihre Reichweite kaum größer ist als die Ausdehnung der Teilchen, zwischen denen sie wirken. Darin liegt eine oft betonte Ähnlichkeit mit den chemischen Kräften, und ein schwerer Kern gleicht daher eher einem komplizierten Molekül als einem elektronenreichen Atom. Nun hat zwar die Quantentheorie auch ein prinzipielles und detailliertes Verständnis einzelner typischer Arten der Molekülbildung erbracht, und es sind wiederum nur mathematische Schwierigkeiten, die einer quantentheoretischen Beherrschung des Gesamtgebietes der chemischen Erscheinungen entgegenstehen. Jedoch nicht nur im Hinblick auf diese Schwierigkeiten wird die Chemie nicht auf ihre typisch chemischen Begriffsbildungen verzichten können, sondern diese auch wegen ihrer Anschaulichkeit und Zweckmäßigkeit zur systematischen Durchdringung des Erfahrungsgebietes beibehalten; darunter fallen auch viele Vorstellungen, die einer strengen quantentheoretischen Ausdeutung nicht zugänglich sind, wie etwa „Nebenvalenzen", „Wasserstoffbrücken", „Ionenradien" usw. In demselben Sinne werden auch Kernmodelle, welche bestimmte strukturelle Aufbauprinzipien für die Kerne ausgiebiger benutzen, als es sich auf Grund strenger physikalischer Theorie rechtfertigen läßt[1]), trotzdem von Nutzen sein können. Ihr Wert wird sich allein am Erfolg in der Systematik der Kerne bemessen lassen, natürlich ohne daß man vielleicht solchen Modellen einen tieferen Erkenntnisgewinn zuzuschreiben brauchte.

Schalenmodell. Das Bild, das dem Aufbau der Elektronenhülle am nächsten kommt, ist die Vorstellung von „Quantenzuständen" einzelner Teilchen, die sukzessive von Protonen und Neutronen besetzt werden, diese führt zu einer Schalenstruktur des Kernes. Neben den bei BETHE und BACHER mitgeteilten Überlegungen[2]) sind die Rechnungen von HUND[3]) und WIGNER und FEENBERG[4]) zu nennen, in denen dieses Modell für die Kerne bis O^{16} möglichst weitgehend quantitativ verfolgt wird, unter ausgiebiger Benutzung gruppentheoretischer Methoden. Es gelingt, viele Züge der im Abschnitt 6 besprochenen Bindungsenergien verständlich zu machen; insbesondere tritt bei O^{16} der erste Schalenabschluß (nach dem Abschluß der He^4-Schale) auf.

Die Reihenfolge der Quantenzustände und damit die Teilchenzahlen in jeder Schale sind beim Kern anders als in der Elektronenhülle. Ergänzt durch Überlegungen von INGLIS[5]) zeigen die Rechnungen, daß auch beim C^{12} eine „Unterschale" abgeschlossen wird, so daß die Sonderstellung der Kerne, deren Teilchenzahlen das 4- bzw. 3fache eines α-Teilchens sind, sich auch im Schalenmodell wiederfindet; beim Be^8, das in den experimentellen Bindungsenergien nicht so ausgezeichnet ist, liegt auch keinerlei Schalenabschluß vor. Wegen weiterer Einzelheiten, Einfluß der Coulomb-Kräfte usw., sei auf die Arbeiten selbst, besonders WIGNER und FEENBERG, l. c. § IV und V, und den ausführlichen Bericht JORDANS[6]) verwiesen. WIGNER[7]) dehnte die Methode auf die Kerne jenseits des Sauerstoffes aus. Der Wechsel in den Bindungsenergien von geraden und ungeraden Massenzahlen läßt sich erstaunlich gut quantitativ verfolgen[8]), auch die HARKINSsche Regel findet eine Begründung. Die bei BETHE und BACHER, l. c., gegebene Erklärung für den ersten anomalen Schritt des Linienzuges der ungeraden Massen in I, Fig. 1 auf Grund des Schalenmodells findet bei WIGNER quantitative Bestätigung: Beim Übergang von Cl_{17}^{35} zur nächsten ungeraden Massenzahl werden zunächst zwei Neutronen eingebaut (Cl_{17}^{37}), damit wird die auf den Sauerstoff folgende nächste Neutronenschale (Gesamtzahl $N = 20$) aufgefüllt. Beim Übergang zur folgenden ungeraden Massenzahl 39 jedoch werden nicht, wie in

[1]) v. WEIZSÄCKER, Naturwiss. **26**, 209 u. 225 (1938).

[1]) Alle weitergehenden theoretischen Rechnungen weisen darauf hin, daß keines der anschaulichen Modelle die Verhältnisse im Kern gut wiedergibt, denn immer liefern in der Energieberechnung die höheren Näherungen, die ein „Sich-Entfernen vom Modell" bedeuten, ganz erhebliche Beiträge, und sogar ihre Konvergenz ist schwer abzusehen. Vgl. dazu z. B. HEISENBERG, Z. Physik **96**, 473 (1935); GRÖNBLOM, Z. Physik **110**, 37 (1938); Physic. Rev. **55**, 229 (1939); WATANABE, Z. Physik **112**, 159 (1939).

[2]) BETHE u. BACHER, l. c. § 32—34.

[3]) HUND, Z. Physik **105**, 202 (1937).

[4]) WIGNER u. FEENBERG, Physic. Rev. **51**, 95 (1937).

[5]) INGLIS, Physic. Rev. **51**, 531 (1937).

[6]) JORDAN, Erg. exakt. Naturwiss. **16** (1938).

[7]) WIGNER, Physic. Rev. **51**, 947 (1937), vgl. auch die Fortführung bei BARKAS, l. c.

[8]) Fig. 4 in der zit. Arbeit WIGNERS.

den „normalen Schritten", ein Proton und ein Neutron eingebaut, da das Neutron in einer „neuen Schale" sich ansiedeln müßte, es ist vielmehr hier der Einbau von 2 Protonen (die beide noch in der alten Schale Platz haben) energetisch günstiger (K^{39}_{19}); auf diese Weise wird Argon in der Reihe der ungeraden Massenzahlen übersprungen.

Beachtenswert ist auch, daß nach WIGNERS Rechnungen die — damals noch unbekannten — Kerne S^{36} und Ca^{46} stabil sein mußten; dies ist der erste Fall, wo nicht nur nach empirischen Regeln, sondern auf Grund quantitativ theoretischer Berechnung neue Kerne vorhergesagt werden konnten.

Wenn auch die Absolutwerte der berechneten Bindungsenergien bei diesem Modell recht schlecht herauskommen, so darf man doch erwarten, daß das Modell etwa die Energieunterschiede benachbarter Isobaren und die daraus zu ziehenden systematischen Konsequenzen im richtigen Sinne darstellt, ebenfalls die Termfolge der angeregten Zustände der Kerne, deren experimentelle Erfassung leider noch in den Anfängen steckt. So gibt das Modell vor allem auch die Symmetriecharaktere der Grundzustände richtig wieder, die sich in den Kernspins[1]) und in den magnetischen Momenten[2]) manifestieren. Insbesondere konnten FEENBERG und PHILIPPS[3]) plausibel machen, daß die Kerne Li^8_3 und B^{10}_5, mit einem ungeraden Proton und ungeraden Neutron, praktisch das gleiche magnetische Moment besitzen wie das Deuteron, während der nächste solche Kern N^{14}_7 nur ein etwa halb so großes magnetisches Moment hat[4]).

α-Teilchenmodell. Man war geneigt, gerade diese Erfolge als eine Stütze des Schalenmodells zu werten, jedoch konnten TELLER und HAFSTAD[5]) zeigen, daß diese Symmetrien solch allgemeine Züge des Kernbaues sind, daß sie in jedem überhaupt diskutablen Modell richtig herauskommen. Es gelang ihnen, das WEFELMEIERsche Modell des α-Teilchenkristalls durch halbquantitative theoretische Ansätze zu erweitern auf die Kerne, die ein überzähliges Neutron oder Proton haben oder bei denen ein Neutron oder Proton an der α-Teilchenkonfiguration fehlt, und auch hiermit ließen sich die experimentellen Daten nicht schlechter beschreiben als durch das Schalenmodell[6]).

Der eindringlichste Erfolg des WEFELMEIERschen Modells, auf das wir in den vorangehenden Abschnitten schon vielfach zu sprechen kamen, ist neben der Erklärung der Quadrupolmomente vor allem die Möglichkeit, den Verlauf der „Bindungsenergien pro α-Teilchen" in den Kernen bis zum Schwefel hinauf bis in feine Einzelheiten verständlich zu machen und die Sonderstellung des Eisens zu erklären. Eine Schwierigkeit bietet nur die geringe Stabilität von Be^8; der Erklärungsversuch, hierfür die hohe Nullpunktsenergie der Kernbewegung verantwortlich zu machen, ist nach HAFSTAD und TELLERS Rechnungen vielleicht nicht stichhaltig. Einen prinzipiellen Einwand gegen die Grundvorstellung WEFELMEIERS, daß jeder „Berührung" zweier α-Teilchen im „Kernkristall" ein bestimmter Beitrag zur Bindungsenergie zukommt, machte GRÖNBLOM[1]). Nach einem Störungsverfahren, das von WEFELMEIERS Modell ausgeht, berechnete er, daß in höheren Näherungen die Bindungsenergie nicht nur von der paarweisen Wechselwirkung zweier α-Teilchen herrührt, sondern daß auch Terme, welche der simultanen Wechselwirkung dreier und mehrerer Teilchen entsprechen, beträchtliche Beiträge liefern. Jedoch ist die Konvergenz des GRÖNBLOMschen Ansatzes gar nicht abzusehen und damit verliert seine Argumentation etwas an Überzeugungskraft. Einstweilen möchte man eher umgekehrt die eklatante WEFELMEIERsche Beziehung[2]) zwischen Massendefekt und Zahl der „α-Teilchen-Bindungen" als einen Prüfstein der Theorie ansehen.

Während das Schalenmodell sicher mit zunehmender Teilchenzahl immer schlechter wird, wird man für das α-Teilchenmodell keine solche Einschränkung erwarten. Freilich müßten bei den schwereren Kernen die Überschußneutronen in systematischer Weise ins Modell einbezogen werden. Die hierzu vorliegenden Ansätze[3]) wird WEFELMEIER in einer demnächst erscheinenden Arbeit weiterführen. Außer der Erklärung der großen Stabilität des Eisens (13 α-Teilchen + Neutronen) durch die Möglichkeit einer besonders symmetrischen Anordnung von 13 α-Teilchen in einem Gitter ist es interessant, daß auch bestimmte höhere Teilchenzahlen solche bevorzugten Gitter zulassen, und für diese Elemente läßt sich, wie WEFELMEIER (l. c.) bemerkte, jeweils der niedrigste Neutronenüberschuß festlegen durch die Regel: auf jedes im Gitter völlig bedeckte α-Teilchen entfallen 4 Überschußneutronen. Zusammen mit MATTAUCHS zweiter Besetzungsgrenze läßt sich so wenigstens in einzelnen Punkten die Lage der Talsohle der Energiefläche bereits theoretisch bestimmen. Bis in welche Einzelheiten hinein sich die Isotopentafel auf diesem Wege erklären lassen wird, ist schwer abzusehen; jedenfalls scheint die Konzeptionen des α-Teilchenkristalls einstweilen der aussichtsreichste Weg zur weiteren modellmäßigen Durchdringung der Isotopensystematik zu sein.

[1]) FEENBERG u. WIGNER, l. c.; HUND, l. c. Auch den Kernspin von N^{15}, der erst kürzlich gemessen werden konnte [KRÜGER, Z. Physik **111**, 467 (1938); DIECKE u. WOOD, J. chem. Physic. **6**, 908 (1938)], sagte das Modell richtig voraus.

[2]) BETHE u. ROSE, Physic. Rev. **51**, 205 (1937).

[3]) FEENBERG u. PHILIPPS, Physic. Rev. **51**, 597 (1937).

[4]) RABI, Physic. Rev. **54**, 968 (1938).

[5]) HAFSTAD u. TELLER, Physic. Rev. **54**, 684 (1938).

[6]) Zum Teil sogar etwas besser, vgl. z. B. BETHE, Physic. Rev. **53**, 842 (1938).

[1]) GRÖNBLOM, Physic. Rev. **55**, 229 (1939).

[2]) S. auch BETHE u. BACHER, l. c., § 31.

[3]) WEFELMEIER, Naturwiss. **25**, 525 (1937); Z. Physik **107**, 332 (1937); ferner der zitierte Bericht v. WEIZSÄCKERS.

Neue Ansichten über die Stärke.

Von KARL FREUDENBERG, ERNST SCHAAF, GERTRUD DUMPERT und THEODOR PLOETZ, Heidelberg[1]).

Stärke wird bekanntlich von Bacillus macerans zu einem Gemisch von kristallisierten Dextrinen abgebaut[1]), das, wie schon ihr Entdecker, F. SCHARDINGER, gefunden hat, zur Hauptsache aus 2 Bestandteilen

[1]) Aus dem Chemischen Institut der Universität und dem Institut für die Chemie des Holzes und der Polysaccharide in Heidelberg. Eingegangen am 30. November 1939.

[1]) E. SCHARDINGER, Z. Unters. Nahrgsmitt. usw. **6**, 874 (1903) — Wien. klin. Wschr. **1904**, Nr 8 — Zbl. Bakter. II Orig. **14**, 772 (1905); **19**, 101 (1907); **22**, 98 (1909); **29**, 188 (1911).

besteht[1]), die α- und β-Dextrin genannt worden sind. Vor kurzem ist die Konstitution des α-Dextrins aufgeklärt worden[2]). Es ist ein ringförmiges Polysaccharid (Pentaosan), das aus 5 Glucoseeinheiten besteht, die durch 5 Maltosebindungen verknüpft sind. Das β-Dextrin besteht aus 6 Glucoseeinheiten, die höchstwahrscheinlich ebenso verbunden sind. Im Gemisch der Dextrine kommen noch mindestens 2 weitere (γ und δ) vor[1]). Sie können aus geschlossenen 7- und 8-Ringen bestehen oder aus α- oder β-Dextrin mit seitlich angehängter Glucose.

Nachdem diese Erkenntnis gewonnen war, haben wir uns bemüht, die Frage zu beantworten, ob diese Dextrine in der Stärke vorgebildet sind oder nicht. In einer im Januar 1939 niedergeschriebenen Übersicht über die neuere Entwicklung der Polysaccharidchemie[3]) wurde mitgeteilt, daß diese Systeme wahrscheinlich in der Stärke vorgebildet seien.

Diese Behauptung stützt sich auf unsere Wahrnehmung, daß in einzelnen Fällen bis zu 40% kristallisierte Dextrine aus Stärke gewonnen wurden und daß die Enzyme eines Hefekochsaftes, in dem Bac. macerans gewachsen ist, nach keimfreier Filtration gleichfalls Dextrine bilden. Wir hatten mit der Mitteilung dieser Feststellungen gewartet, um eine Erklärung zu suchen, die im folgenden gegeben wird. Inzwischen haben E. B. TILDEN und C. S. HUDSON gleichfalls beobachtet[4]), daß die kristallisierten Dextrine von den Kulturflüssigkeiten des Bacillus macerans in Abwesenheit des lebenden Bacillus gebildet werden.

Wenn man nun annehmen will, daß die ringförmigen Dextrine vorgebildet sind, so tritt eine Schwierigkeit auf, die bereits damals hervorgehoben wurde.

Sollte nämlich mehr als ein solcher Ring im Stärkemolekül vorhanden sein, so könnten die gewöhnlichen Vorstellungen über die Verkettung der Glucoseeinheiten nicht ausreichen, es müßte die unwahrscheinliche Annahme gemacht werden, daß statt der üblichen Halbacetalbindungen auch echte Diacetalverknüpfungen vorkämen[5]).

Um weiterzukommen, haben wir das Molekülmodell des α-Dextrins aufgebaut. Zunächst könnte man von Konstruktionen ausgehen, wie sie sich in der Literatur finden. Für die Stärke hat W. N. HAWORTH[6]) unter anderem eine Anordnung von 6 Glucoseeinheiten erörtert, die sich von der Fig. 1 dadurch unterscheidet, daß die Lücke durch ein Sauerstoffatom nach Art der Maltosebindung geschlossen ist. Aber Konstruktionen, wie ein solcher aus Fig. 1 abgeleiteter Ring, sind in dieser planen Anordnung unmöglich, weil die C-Atome 6 und ihre Hydroxyle, die innen liegen, auf den Abstand einer chemischen Bindung (1,5 ÅE.) aneinanderrücken. Für die Stärke selbst sind derartige Ringe allgemein aufgegeben, auch von HAWORTH.

Dagegen müssen sie für die Schardinger-Dextrine erörtert werden. Ein solcher Ring ist nur möglich, wenn die Glucoseeinheiten senkrecht zur Ringebene stehen. Fig. 2 zeigt eine solche Konstruktion aus 5 Glucoseeinheiten mit KEKULÉschen Modellen, denen gegenüber die von O. L. SPONSLER in die Zuckerchemie eingeführten, von HAWORTH u. a. verwendeten,

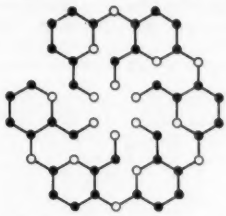


Fig. 1. 6 Glucoseeinheiten, nach C. S. HANES.

den Atomabstand, nicht die Raumerfüllung berücksichtigenden Kugelmodelle keinen Fortschritt bedeuten. Will man sich vor Fehlschlüssen auf diesem Gebiet bewahren, so muß man zu den Raumerfüllungsmodellen nach H. A. STUART greifen, die außer dem Atomabstand auch die Wirkungssphäre (Raumerfüllung) berücksichtigen[1]). Mit ihnen ist das Modell Fig. 3 eines Pentaosans (des α-Dextrins) konstruiert, das dem Modell Fig. 2 entspricht. Die Zahl der Möglichkeiten wird zunächst dadurch eingeschränkt, daß Regelmäßigkeit im Molekül herrschen muß. Deshalb sind in 2 und 3 alle Einheiten zueinander gleich angeordnet worden. Alternierung etwa in dem Sinne, daß Atom 6 abwechselnd oben und unten stände, ist ausgeschlossen, weil die Fünfzahl dann keine Regelmäßigkeit zuließe.

Fig. 2. Modell des α-Dextrins (ringförmiges Pentaosan). Die Hydroxyle 2 und 3 (durch Schlauchstücke angedeutet) stehen auf der Papierebene, alle übrigen Atome liegen über der Ebene, am höchsten die nach oben ragende Gruppe 6.

Aus der Wannen- und Sesselform des 6-Ringes ergeben sich 8 verschiedene Anordnungen für α-Glucoside

[1]) K. FREUDENBERG u. K. JACOBI, Liebigs Ann. **518**, 102 (1035). —

[2]) K. FREUDENBERG u. M. MEYER-DELIUS, Ber. dtsch. chem. Ges. **71**, 1596 (1938). — Röntgenoptische Bestätigung: O. KRATKY u. B. SCHNEIDEMESSER, Ber. dtsch. chem. Ges. **71**, 1413 (1938).

[3]) K. FREUDENBERG, Annual Rev. Biochem. **8** (1939) (erschienen Juni 1939).

[4]) J. amer. chem. Soc. **61**, 2900 (1939).

[5]) Nicht Diacetyl-, wie fälschlicherweise im Text steht, Zitat 3, S. 86.

[6]) The constitution of sugars, S. 96. London 1929.

[1]) Z. physik. Chem. B **27**, 350 (1934).

(6 Wannen-, 2 Sesselformen). Von diesen scheiden für unseren Fall 7 aus, in denen die CO-Bindung an Atom 1 und die CO-Bindung an Atom 4 nicht in einer Geraden liegen. Von diesen 7 Formen können 2 Wannen- und die beiden Sesselformen eine gerade Kette bilden, während 3 der Wannenformen keine geordneten Figuren liefern. Der Fig. 2 liegt die Wannenform zugrunde; Atom 1 und 4 liegen in einer, die übrigen

Fig. 3. Modell des α-Dextrins in derselben Anordnung wie Fig. 2. Innen die H-Atome 1 und 4; an der am unteren Bildrand liegenden Glucoseeinheit sieht man z. B. außerdem die Gruppe 6 (CH_2OH, willkürlich nach rechts gedreht) sowie links davon das Ring-Sauerstoffatom und ganz vorne unten H-Atom 5.

4 Ringatome in einer anderen Ebene. Die oben bezeichneten CO-Bindungen liegen in einer Geraden. Infolge der Winkelung am Sauerstoff bildet sich ein gleichseitiges Fünfeck, in dessen Ecken die in einer Ebene befindlichen 5 Sauerstoffatome der 1-4-Bindung liegen.

Ringe mit 2 oder 3 Glucoseeinheiten in Maltosebindung sind aus Gründen der Raumerfüllung unmöglich, ein Ring aus 4 Einheiten des Modells 2 besäße

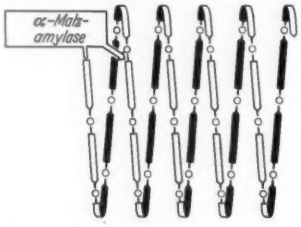


Fig. 4. Schraubenmodell der Stärke nach C. S. HANES mit Wirkungsschema der α-Amylase des Malzes.

Spannung; erst von 5 Einheiten aufwärts fallen diese Hindernisse weg. Tatsächlich sind trotz Suchens keine geschlossenen Dextrine unter 5 Einheiten gefunden worden!

Im β-Dextrin, also dem 6-gliedrigen Analogen, liegen die Ecken-Sauerstoff-Atome in 2 Ebenen. Man braucht sich demnach bei diesen Konstruktionen nicht an eine Ebene binden. Von hier aus ist kein weiter Weg zu Vorstellungen, die sich in einer Abhandlung von C. S. HANES[1]) finden.

[1]) New Phytologist **36**, 101, 189 (1937).

HANES geht vom amylatischen Abbau der Stärke aus. Er greift die ältere Vorstellung auf[1]), daß die maltosebildende β-Amylase die Stärke vom Ende der Kette her um ein Zweierstück nach dem anderen abbaut, bis der Vorgang an einer Störungsstelle (Verzweigung, Phosphorsäure usw.) haltmacht, wodurch die Restdextrine, die zum Teil noch hochmolekular sind, übrigbleiben. In ihnen reichern sich die Verzweigungen und daher die Endgruppen an. Sie sind zur Bildung der Schardinger-Dextrine weniger gut befähigt. Der α-amylatische Abbau, der zu offenen, reduzierenden Spaltstücken mit 5—7 Einheiten führt, unter denen die Sechserstücke überwiegen dürften, wird von HANES durch das Schema 4 erklärt. Er verlangt also eine schraubenförmige Lagerung der Stärkekette, weil nur auf diesem Wege eine Enzym-Substrat-Verbindung denkbar ist, in der Anfang und Ende des künftigen offenen, 5-, 6- oder 7-Stücks genügend nahe beieinander liegen. Eine einzelne Windung einer solchen Schraube ist in Fig. 1 abgebildet, die in dieser Form jedoch aus den oben angeführten Gründen sterisch unmöglich ist und im Sinne der Fig. 2 umgedeutet werden muß, wobei zugleich die Ebene verlassen wird, indem das Ende 8—10 ÅE. über der Papierebene liegt, wenn der Anfang auf dieser steht. Daß es erlaubt und bei Sechserstücken geboten ist, die Ebene zu verlassen, haben wir oben gesehen. Aus dem Schema Fig. 4 wird

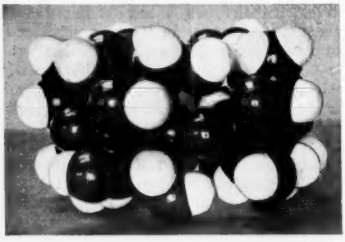


Fig. 5. Modell (Fig. 3) des α-Dextrins von der Seite. Die C-Wasserstoffatome 6, 5 und 3 der linken vorderen Einheit liegen links von der Mitte senkrecht untereinander. Links von 5 das Ring-O-Atom. Die Hydroxyle 6 und 3 sind oben und unten (rechts von der Mitte), das Hydroxyl 2 links unten zu sehen.

auch verständlich, daß der α-amylatische Abbau durch Verzweigungsstellen nicht gestört wird.

Mit demselben Schema 4 können wir die Bildung der nichtreduzierenden Schardinger-Dextrine deuten. Statt der Hydrolyse durch die α-Amylase tritt durch die Macerans-amylase, wie wir sie nennen wollen, Umglucosidierung ein und eine Windung der Schraube wird als geschlossener 5- oder 6-Ring abgetrennt. Die Schardinger-Dextrine sind demnach als solche nicht vorgebildet, aber ihre Entstehung ist durch die Schraubung der Stärkekette vorbereitet und ermöglicht. Es gelingt also mit diesen Vorstellungen, den mannigfaltigen enzymatischen Abbau der Stärke einheitlich zu deuten.

Kehrt man mit diesen Vorstellungen zum Modell 3 zurück, so ergeben sich interessante Einzelheiten. Zunächst zeigt die Anschauung, daß auch das Raum-

[1]) K. FREUDENBERG, W. KUHN, W. DÜRR, F. BOLZ u. G. STEINBRUNN, Ber. dtsch. chem Ges. **63**, 1530 (1930); K. FREUDENBERG, J. Soc. Chem. Ind. **50**, 287 (1931); vgl. K. MYRBÄCK, B. OERTENBLAD u. K. AHLBORG, C. r. trav. lab. Carlsberg, Sér. chim. **22**, 357 (1938).

erfüllungsmodell, wenn es im Sinne von 1 aufgeschnitten wird, ohne Mühe zu einer Schraubenkette entwickelt werden kann, deren Windungen aus 5, 6 oder mehr Gliedern bestehen. Stellt man auf das Modell 3 des α-Dextrins ein zweites, so berühren sich die Hydroxyle 6 des unteren mit den Hydroxylen 2 und 3 des darüber gesetzten.

Man sieht dies, wenn man das Modell 3 von der Seite betrachtet (Fig. 5). Fig. 5 ist derart aufgenommen, daß sich eine Glucoseeinheit fast frontal darbietet, also etwa in der Papierebene liegt. Zu oberst liegt das willkürlich nach rechts gerichtete Hydroxyl 6; unten links zeigt sich das Hydroxyl 2 (in Fig. 5 nach links zeigend), während das gleichfalls unten liegende Hydroxyl 3 (in Fig. 5 nach rechts gerichtet) weiter innen liegt. Das außerordentliche Kristallisationsvermögen der Schardinger-Dextrine kann zwanglos mit Wasserstoffbrücken in Zusammenhang gebracht werden, die in dieser Anordnung auftreten.

Dieselbe Beziehung der Hydroxyle gilt für das schraubenförmige, sehr große Stärkemolekül. Die Verfestigung von einer Glucoseeinheit zur benachbarten der nächsten Windung wird also intramolekular durch die Wasserstoffbrücken zwischen den Hydroxylen der eigenen Kette gebildet, während die gerichteten Fadenmoleküle der gewachsenen Cellulose sich intermolekular verfestigen.

Stärke, aber auch die Schardinger-Dextrine, bilden gefärbte Additionsprodukte mit Jod. Warum bilden die offenen Hexaosen des α-amylatischen Abbaus keine solchen Addukte? Die Antwort gibt ein Blick auf das Modell 3. Die Wasserstoffatome der C-Atome 1 und 4 einer jeden Glucoseeinheit bilden einen geschlossenen Ring mit denen der benachbarten Glucoseeinheiten. Der Ring mißt etwa 5 ÅE. im Lichten. Ein Jodmolekül (6,3 ÅE. lang, 3,8 dick) fügt sich, senkrecht stehend, mühelos in diesen Ring ein und sieht sich in dessen Mitte einem aus 10 CH-Gliedern bestehenden geschlossenen kohlenwasserstoffartigen Ring gegenüber, dessen lipophile Assoziationskräfte das Jod festhalten und seine Absorptionsbanden beeinflussen. Im Schraubenmolekül der Stärke befinden sich die CH-Gruppen in ähnlicher Dichte in schraubenförmiger Anordnung, so daß sie in eine entsprechende Wechselwirkung mit dem Jod treten können. In den offenen Hexaosen usw. des α-amylatischen Abbaus ist dagegen die Ordnung der CH-Gruppen verlorengegangen.

Bekanntlich bilden die Schardinger-Dextrine schwer lösliche kristallinische Addukte mit Halogenalkylen, vornehmlich der Äthan- und Äthylenreihe. Das besonders bevorzugte Trichloräthylen reicht mit seiner CHCl-Gruppe durch den $(CH)_{10}$-Ring des α-Dextrins. Für die meisten anderen Halogenide und Kohlenwasserstoffe[1]), die, wenn auch weniger ausgesprochen, ähnliche Addukte bilden, lassen sich entsprechende Betrachtungen anstellen. Benzol kann sich z. B. flach auf den $(CH)_{10}$-Ring auflegen. Werden die CH_2OH-Gruppen in geeigneter Weise gedreht, so bilden sie einen zweiten Ring von Wasserstoffatomen, der weiter als der innere ist. Daß Stärke diese Erscheinungen, abgesehen vom Jod, nicht zeigt, hängt vielleicht mit der größeren Hydrophilie des Jods zusammen.

Das schraubenförmige gewachsene Stärkemolekül bildet Stäbchen von 15—20 ÅE. Dicke, die nicht genügend geordnet sind, um ein klares Röntgendiagramm zu liefern, andererseits bereits Dimensionen besitzen, um im Polarisationsmikroskop zu wenigen gebündelt erkennbar zu sein. Sie sind in den konzentrischen Schichten des Stärkekorns radial angeordnet, und zwar dichter an der Basis jeder Schicht als an der Peripherie[2]). Für die nachgewiesene Verzweigung der Stärkekette stehen die Hydroxyle 2, 3 und 6 zur Verfügung. Der gesamte Bau, insbesondere die Stäbchenform des Schraubenmoleküls, wird durch einzelne, in 2 oder 6 angehängte Seitenketten nicht wesentlich behindert.

In wäßriger Lösung oder im gequollenen Zustand dürfte die Schraubung teilweise gestört sein. Die Alterung, d. h. das Unlöslichwerden von Anteilen der Amyloamylose, kann auf der teilweisen Rückbildung der Schraubenform beruhen. Daß hierbei wohlausgerichtete stäbchenförmige Schraubenmoleküle entständen, ist nicht anzunehmen. Sie können an vielen Stellen geknickt oder umgebogen sein. Dasselbe gilt für das schwer lösliche Amylopektin, das zugleich im Durchschnitt die größeren Ketten enthält als die Amyloamylose.

[1]) F. SCHARDINGER, l. c. — F. LANGE, I. G. Farbenindustrie DRP. 442963 (1927).

[2]) Vgl. FREY-WYSSLING, Submikroskopische Morphologie, S. 284. Berlin 1938.

Die deutschen Forschungen in der Antarktis 1938/39.

Von ERICH V. DRYGALSKI, München.

Als das Ziel der Expedition des Motorschiffs „Schwabenland" der deutschen Lufthansa bezeichnet ihr Leiter die Gewinnung einer Landkarte des Küstengebiets in dem Arbeitsabschnitt durch photogrammmetrische Vermessung aus der Luft und die dazugehörigen wissenschaftlichen Forschungen. Diese lagen auf den Gebieten der Meteorologie, Ozeanographie, Geophysik und Nautik, auch der Biologie, da die Aufgaben sowohl wissenschaftlicher wie wirtschaftspolitischer Art waren. Die Expedition wurde für die Zwecke des Vierjahresplanes durch Staatsrat WOHLTHAT betreut und durch die deutsche Forschungsgemeinschaft getragen. Sie bestand aus 82 Teilnehmern; ihr Leiter war Kapitän ALFRED RITSCHER, durch seine große Wanderung in Spitzbergen anläßlich der verunglückten Schröder-Strantz-Expedition 1912/13 wohlbekannt, und Führer des Schiffes war Kapitän ALFRED KOTTAS von der Deutschen Lufthansa. Daß der Leiter ein ebenso erfahrener Seemann wie Polarforscher war, ohne die Schiffsführung selbst zu übernehmen, hat sich als glücklich erwiesen. Über die Ergebnisse erstatten nunmehr Kapitän RITSCHER und seine wissenschaftlichen Begleiter einen kurzen inhaltreichen Bericht[1]) unter Beigabe einer Karte des antarktischen „Neu-Schwabenland" in 1 : $1^1/_2$ Million, die von der Lufthansa in der bekannten Exaktheit und Übersichtlichkeit gezeichnet ist, sowie von 6 Tafeln mit Darstellungen des ganzen Reiseweges und der Arbeiten daran, der bisher bekanntgewordenen Umrisse der Antarktis und ihrer Hinterländer, des befahrenen Eisrandes und der Tiefen davor. Dazu kommen Bilder der an-

[1]) Vorbericht über die Deutsche Antarktische Expedition 1938/39. Beiheft zu Heft Nr. 8, 1939, der „Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie". Berlin: E. S. Mittler & Sohn 1939. 40 S., 6 Abbild., 1 Anhangs-Übersichtskarte und 6 Anhangstafeln mit 19 Karten und Bildern. 18 cm × 26 cm.

getroffenen Eis- und Felsformen in Auswahl aus einer großen Anzahl ebenso schöner wie inhaltreicher Photographien. Die Ausrüstung des Schiffes und der Expedition, über welche RITSCHER berichtet, war sehr vollständig und zweckmäßig und die Anlage der Einzelarbeiten planvoll, so daß die Ergebnisse wohl begründet erscheinen. Ein ausführliches Werk soll bald zur Ausgabe kommen.

Die Expedition dauerte vom 17. XII. 1938 bis 11. IV. 1939 von Hamburg bis Hamburg, also 117 Tage, und davon 19 Tage unmittelbar vor der antarktischen Küste. Die Ausreise ging über Madeira und die Kanaren, dann direkt südlich und von Ascension längs der mittelatlantischen Schwelle, wobei viele Echolotungen und andere ozeanische Forschungen ausgeführt wurden, ebenso wie bei der Rückkehr über Kapstadt, wo Anschlußmessungen stattfanden, und Pernambuco bis zum Äquator. Schon von Ouessant und zurück bis Brest wurden außer den üblichen atmosphärischen Beobachtungen täglich Radiosondenaufstiege gemacht, im ganzen 184, und davon 39 bis über 20 km hinauf. Erdmagnetische Messungen wurden gelegentlich auf Eisschollen versucht, Strahlungsmessungen während der ganzen Ozeanfahrten gemacht und Eisuntersuchungen nach Möglichkeit. Letzteres gilt auch von den biologischen Arbeiten, doch konnte auf der Rückreise ein vollständiger biologischer und ozeanischer Schnitt auf dem Nullmeridian von 69—39° s. Br. durchgeführt werden. Einzelheiten aus ihren Arbeitsgebieten berichten die wissenschaftlichen Mitglieder; für den letzterwähnten Schnitt ist auch das Temperatur- und Salzprofil mitgeteilt worden.

Am 15. I. 1939 war die Bouvet-Insel erreicht, bei der vereinzelte Eisberge trieben; von dort wurde rechtweisend Süd gesteuert, wobei die Zahl der Eisberge schnell wuchs, auch ihre Dimensionen, doch dürften deren Höhen mit 80 m wohl überschätzt sein. Weiter südlich nahm die Zahl wieder ab, und Treibeis wurde erst jenseits 69° s. Br. am 19. I. gesichtet; es war durch eine Wake von der Eisküste getrennt, in welcher das Schiff bei 69° 10′ Süd bis $4^1/_2$° w. L. gelangte. Sein Arbeitsgebiet reichte nun von hier bis etwa 16° Ost zwischen 69° und 70° Süd. Das geschlossene Eis südlich von der Eisküste wird durchweg als Schelfeis bezeichnet. Sein Rand liegt um 70° Süd, schiebt sich aber am Nullmeridian und um 16° ö. L. in zwei breiten Zungen nordwärts bis gegen 69° Süd vor. Die Oberfläche des Eises steigt von der Küste langsam nach Süden an und geht in das Inlandeis über, welches zwischen und durch 4 Gebirgsstöcke mit Bergen, die „dunkel und steil mit spitzen Gipfeln über 4000 m ansteigen", aus geschlossenen, über 4000 m hohen Eisflächen herabkommt. Einzelgletscher, die in jenen Gebirgen entstehen und sich mit dem Inlandeis verbinden, wurden nicht festgestellt und auch keine Grenze zwischen dem Inlandeis und dem Eise nordwärts von den Gebirgen bis zur Küste. Wenn ich die auf Karten und Bildern wie im Text mitgeteilte Verteilung und Gestaltung des letzteren betrachte, insbesondere E. HERRMANNs Zeichnung S. 26, ferner die Schilderung der beiden Eiszungen und die Beziehungen der Gebirge zur Eisküste, so möchte ich annehmen, daß es sich an dieser teilweise nicht um Schelfeis handelt, sondern um Inlandeis, und daß dieses selbst im Treibeismeer mit Steilmauern abbricht, streckenweise ohne ein ihm vorgelagertes Schelfeis. Diese Unterscheidung ist nicht nur theoretisch wichtig, sondern aus sehr praktischen Gründen, weil von ihr die Nutzung der Eisküste abhängt, wie man an ihr ein Schiff anlegen und halten kann, und infolge davon auch die Erforschung und etwaige Nutzung des Hinterlandes. Ich möchte annehmen, daß es dort Anlegeplätze gibt, was in der Antarktis ja eine große Seltenheit ist, und daß man sie aus den Beziehungen zwischen Inlandeis und Schelfeis herausfinden kann. Der Schelfboden an seiner äußeren Kante, bei der beide enden, liegt dort um 600 m tief, dürfte aber auch flachere Stellen enthalten. Die Böschung fällt von ihm steil, doch nicht gleichmäßig bis über 3000 m Tiefe nach Norden ab. Flachere Stellen des Schelfbodens scheinen (nach Tafel 4) im Boden der Böschung eine Fortsetzung zu haben.

Vom Schiff aus wurde eine Reihe von größeren und kleineren Flügen durchgeführt, welche ein großes Material von ausgezeichneten Photographien und Meldungen für den Abschnitt zwischen $11^1/_2$° West und 20° Ost erbracht haben, auch darüber hinausblicken lassen. Landungen mit Flaggenhissung sind an 3 Stellen der Eisküste erfolgt, Metallpfeile mit der Reichsflagge an den Wendepunkten der Flüge abgeworfen worden. Das Gebirgsland zwischen dem hohen Inlandeis im Süden und den niedrigen Eisflächen nördlich bis zum Meer besteht aus 4 mächtigen Stöcken, deren Formen ein südnördliches Streichen anzudeuten scheinen, doch konnte darüber nichts festgestellt werden, auch nicht über ihre Gesteine. Die Bilder lassen alte granitische Gesteine mit Kluftsystemen und mit Einlagerungen, teilweise auch Schichtung erkennen. Die von HERRMANN geäußerte Vermutung, daß in ihnen der Charakter der ostantarktischen Gebirge, und zwar von deren Unterbau, vorliegt, ähnlich wie im Maudgebirge Byrds, dürfte zutreffen. Die unteren Teile der Gebirge sind von mächtigen Schuttmassen umhüllt; die Berge zeigen teilweise auch glazial gerundete Formen.

Die wissenschaftlichen Ergebnisse sollen in einem größeren Werke behandelt werden; nur die Echolotungen sind von TH. STOCKS schon kurz diskutiert, vor allem die auf der mittelatlantischen Schwelle südlich von Ascension, welche danach ein wechselvolleres Relief und geringere Tiefen hat (weniger als 2000 m), als man es bisher gewußt hat.

Kurze Originalmitteilungen.

Für die kurzen Originalmitteilungen ist ausschließlich der Verfasser verantwortlich.

Erzeugung stark vergrößerter Röntgen-Schattenbilder.

Vor kurzem machte MANFRED VON ARDENNE[1]) eine Mitteilung über ein „Röntgenstrahlen-Schattenmikroskop". Er projiziert mit einer sehr kleinen Röntgenstrahlenquelle das Schattenbild eines mikroskopischen Objekts auf einen objektfernen Schirm. Voraussetzung für die Erzeugung eines ausreichend scharfen Schattenbildes ist die Verwendung einer Röntgenstrahlenquelle, die nicht größer ist als die darzustellenden Einzelheiten des Objekts. Es dürfte von Interesse sein, daß das gleiche Prinzip schon seit einigen Jahren bei der technischen Röntgenstrahlendurchleuchtung angewendet wird, um in Werkstücken Fehler sehr kleiner Abmessungen erkennen zu können[2]). Man benutzt dabei die „Feinfokusröhre"[3]), in der ein sehr kleiner Brennfleck von etwa 0,1 mm Durchmesser mit außerordentlich hoher spezifischer Antikathodenbelastung durch elektronenoptische, stark verkleinerte Abbildung des Brennfadens oder einer Zwischenblende auf die Antikathode erzeugt wird[4]) (s. Fig. 1). Das Objekt wird in der Nähe des Brennflecks, der Leuchtschirm oder Film in großer Entfernung vom Brennfleck aufgestellt, so daß ein stark vergrößertes Schattenbild entsteht. Schattenbilder in 10facher Vergrößerung sind noch ausreichend scharf. Versuche mit Röhren mit

noch kleinerem Brennfleck für noch stärkere Vergrößerungen sind im Gange. Eine ausführliche Mitteilung über die Feinfokusröhre und ihre Anwendungen erscheint demnächst an anderer Stelle.

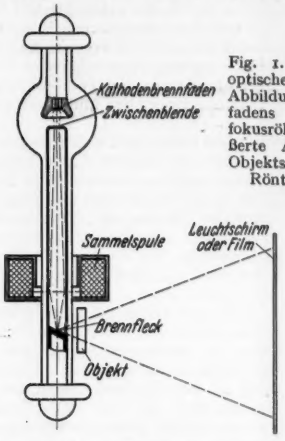


Fig. 1. Elektronenoptische, verkleinerte Abbildung des Brennfadens in der Feinfokusröhre. Vergrößerte Abbildung des Objekts durch die Röntgenstrahlen.

Berlin, den 15. November 1939. FRIEDRICH MALSCH.

[1]) MANFRED VON ARDENNE, Naturwiss. 1939, H. 28, S. 485.
[2]) R. BERTHOLD, Atlas der zerstörungsfreien Prüfverfahren, 2. Lfg. Leipzig 1938 — Arch. f. Eisenhüttenwes. 12, 597 (1938/39). — R. GLOCKER u. O. SCHAABER, Z. techn. Physik 20, 286 (1939).
[3]) Hersteller der Röhre: AEG, Hersteller der Apparate: R. Seifert u. Co., Hamburg.
[4]) Den Plan für den Bau der Feinfokusröhre mit elektronenoptischer Strahlenkonzentrierung faßte ich 1933 auf Grund meiner Arbeiten bei Herrn Prof. ROGOWSKI im Elektrotechnischen Institut der Technischen Hochschule Aachen.

Das Atomgewicht des Holmiums.

Die massenspektroskopische Untersuchung des Holmiums ergab die Einheitlichkeit dieses Elements, das nur aus einer Atomart von der Masse 165 besteht. Die Berechnung des chemischen Atomgewichtes bereitet insofern eine Schwierigkeit, als die Packungsanteile der seltenen Erden nicht direkt gemessen wurden, sondern nur aus dem Verlauf der DEMPSTERschen Packungsanteilkurve geschätzt werden können. Nimmt man hierfür, wie es berechtigt scheint, den Wert −0,8 an und benützt zur Umrechnung auf die chemische Basis nach SMYTHE den Faktor 0,999725, so gelangt man zu dem Atomgewicht Ho = 164,94.

Das derzeitig international gültige Atomgewicht Ho = 163,5 muß demnach um fast 1,5 zu niedrig sein, da wohl an der Einheitlichkeit des Elementes nicht mehr zu zweifeln ist. Die große Differenz zwischen den beiden Werten erklärt sich offenbar durch die Unreinheit der bisher zur Atomgewichtsbestimmung benutzten Holmiumpräparate, die sicherlich noch beträchtliche Mengen leichterer Elemente, namentlich Yttrium, enthielten.

Uns wurde von Herrn Dr. W. FEIT ein Holmiumpräparat zur Verfügung gestellt, das er in mühseliger Arbeit isoliert hatte und das, wie die röntgenspektroskopische Untersuchung ergab, einen außerordentlich hohen Reinheitsgrad besitzt. Nach dem Befund von Frau Dr. IDA NODDACK enthielt das Präparat neben dem Hauptelement noch 0,013 ± 0,004 At.-% Yttrium, etwa 0,04 At.-% Erbium und etwa 0,03 At.-% Dysprosium, außerdem sicher keine anderen Erden zu mehr als 0,02 At.-%. Nur der Yttriumgehalt könnte einen merklichen Einfluß auf das Atomgewicht des Holmiums ausüben, und zwar würden 0,013 At.-% Yttrium eine Erniedrigung desselben um etwa 0,01 bewirken.

Die in Gemeinschaft mit Fr. HIRSCHBOLD-WITTNER ausgeführten Analysen des Holmiumtrichlorids ergaben bisher als Mittelwert das Brutto-Atomgewicht 164,935. Unter Berücksichtigung des Yttriumgehaltes berechnet sich daraus für das reine Holmium der Wert 164,944, der fast identisch ist mit dem aus massenspektroskopischen Daten berechneten. Es besteht somit kein Zweifel, daß das bisher international gültige Atomgewicht des Holmiums falsch ist und durch den höheren neuen Wert zu ersetzen sein wird.

München, Chemisches Universitätslaboratorium, den 5. Dezember 1939. O. HÖNIGSCHMID.

Besprechungen.

Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie. 8. Aufl. Hrsg. von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. Berlin: Verlag Chemie G. m. b. H. 1938/39. 1. System Nr. 22: Kalium. Lief. 6, XXXVII, 156 S. u. 47 Abbild. Preis kart. RM. 29.—, Lief. 7, XXXVIII, 108 S. u. 2 Abbild. Preis kart. RM. 22.—. 2. System Nr. 25: Caesium mit einem Anhang über Ekacaesium. Lief. 2. XXIX, 164 S. u. 8. Abbild. Preis kart. RM 29.—. 3. System Nr 27: Magnesium. Tl. B, Lief. 3. XIV, 92 S. u. 4 Abbild. Preis kart. RM 16.—, Lief. 4. XXXVIII, 127 S. u. 16 Abbild. Preis kart. RM 25.—. 4. System Nr. 35: Aluminium. Tl. A, Lief. 6. XXII, 224 S. u. 97 Abbild. Preis kart. RM. 37.—. 5. System Nr 39: Seltene Erden. Lief. 1. III, 122 S. u. 7 Abbild. Preis kart. RM 19.—. 6. System Nr. 59: Eisen. Tl. F II, Lief. 1. VII, 164 S. u. 7 Abbild. Preis kart. RM. 26.—. 7. System Nr. 64: Rhodium. XXVII, 153 S. u. 5 Abbild. Preis kart. RM 27.—. 8. System Nr. 66: Osmium mit einem Anhang über Ekaosmium. XXIV, 100 S. Preis kart. RM 19.—. 9. System Nr. 68: Platin. Tl. A, Lief. 1. II, 145 S. u. 2 Abbild. Preis kart. RM. 22.—. 10. System Nr. 68: Platin. Tl. B, Lief. 1. II, 72 S. u. 7 Abbild. Preis kart. RM. 11.—. 17 cm × 25 cm.

Wieder liegt eine sehr stattliche Reihe von Bänden des „Gmelin" vor uns. Erfreut werden alle Fachgenossen feststellen, daß es der Redaktion gelungen ist, das Werk auch im letzten Jahre planmäßig zu fördern, obwohl die Schwierigkeiten, geeignete Mitarbeiter zu finden, zur Zeit für ein literarisches Unternehmen besonders groß sein dürften. Der Gmelin ist jetzt schon ein international so anerkanntes Standardwerk, daß es sich erübrigt, seine Vorzüge noch einmal hervorzuheben; es möge genügen, einiges zu dem Inhalt der einzelnen Bände zu sagen.

Der Band *Kalium* liegt jetzt vollständig vor. Besonders hervorzuheben ist, daß die letzte Lieferung der technischen Darstellung der Kalisalze gewidmet ist. Es zeigt sich darin wieder das begrüßenswerte Bestreben, technisch wichtigen Dingen genügend Raum zu geben und die Anordnung des Stoffes, frei von engherzigem Schematismus, so zu treffen, daß die Orientierung möglichst erleichtert wird. Auch der Band *Caesium*, der einen Anhang über die erfolglosen Versuche zur Auffindung des Ekacaesiums enthält, ist mit dieser 2. Lieferung abgeschlossen. Damit liegt also jetzt das ganze Gebiet der Alkalimetalle abgerundet vor.

Mit den beiden Lieferungen *Magnesium B* ist nunmehr dieser Teil abgeschlossen. Auch hier ist am Schluß ein besonderer Abschnitt (50 S.) der technischen Darstellung der Magnesiumverbindungen gewidmet. Die Lieferung 6 von *Aluminium A* enthält die Legierungen des Aluminiums mit Mangan bis Rhenium mit Ausnahme der technisch besonders wichtigen Systeme, wie z. B. Aluminium-Kupfer. Diese sind einer besonderen Lieferung vorbehalten. Somit zeigen diese Lieferungen, in wie starkem Maße die Schriftleitung bestrebt ist, den Belangen der Technik durch eine ihren Bedürfnissen entgegenkommende Anordnung des Stoffes entgegenzukommen.

Mit der Lieferung 1 des Bandes *Seltene Erden* ist der Wissenschaft ein besonders wertvolles Geschenk gemacht; denn gerade die wissenschaftliche Forschung interessiert sich ja für dieses Gebiet zur Zeit besonders stark. Der Band enthält einen einleitenden Überblick, Systematik, Geschichtliches und sehr ausführlich das Vorkommen dieser Elemente.

Dem Element *Eisen* ist in der Gesamtdisposition des Gmelin ein ganz besonders großer Raum gewidmet, wobei alle irgendwie mit diesem wichtigsten Gebrauchselement zusammenhängenden Fragen ausführlich behandelt werden. So wird der Teil F dem Nachweis und der Bestimmung von Fremdelementen in Eisen und Stahl gewidmet sein. Von diesem Teil erscheint jetzt die erste Lieferung des Abschnittes II: Eigentliche Legierungselemente usw. Der Band entsteht, wie andere Spezialbände, unter der Mitarbeit auswärtiger Mitarbeiter (W. Corleis, E. Deiss). Ein Durchblättern dieser ersten Lieferung zeigt, daß hier schon beinahe ein Handbuch der analytischen Chemie im Werden ist.

Schließlich sind noch die 4 Bände der *Platinmetalle* zu nennen, mit denen nunmehr ein bisher in Handbüchern sehr stiefmütterlich behandeltes Gebiet der Chemie leicht zugänglich gemacht wird. Erschienen ist von dieser Reihe bereits der Band Ruthenium, sowie eine Patentsammlung über die Legierungen. Von den hier zu besprechenden Bänden sind *Rhodium* und *Osmium* (mit einem Anhang Ekaosmium) abgeschlossen. *Platin*, das Hauptelement der ganzen Gruppe, wird wieder in zwei Teilen behandelt. Die erste Lieferung des Teiles A enthält Geschichtliches und Vorkommen, die des Teiles B einen Teil der physikalischen Eigenschaften des Metalls.

Der Referent möchte diese kurze Übersicht nicht abschließen, ohne der Schriftleitung des Gmelin unter ihrem Hauptredakteur E. Pietsch den herzlichen Dank der Fachgenossen für das Erscheinen dieser Bände auszusprechen. Das Erscheinen einer jeden neuen Lieferung bedeutet ein Fest für Wissenschaft und Technik! W. Klemm, Danzig-Langfuhr.

Wissenschaftliche Ergebnisse der Deutschen Atlantischen Expedition auf dem Forschungs- und Vermessungsschiff „Meteor" 1925—1927, herausgegeben im Auftrage der Notgemeinschaft der deutschen Wissenschaft von A. Defant. Band V: Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans. 2. Liefg.: Günther Böhnecke, Die Temperatur. Berlin und Leipzig: W. de Gruyter & Co. 1938. 63 S. und 21 Abbild. 23 cm × 30 cm. Preis brosch. RM 9.50.

Der Verfasser behandelt die Oberflächentemperaturen, die in der ersten Lieferung tabellarisch und im Atlas zu Band V durch Karten dargestellt sind. Erst wird die Verteilung der Mitteltemperaturen innerhalb Zweigradbreitenzonen studiert. Der früher wohl bekannte Unterschied zwischen den beiden Halbkugeln, daß die Nordhalbkugel im großen bedeutend wärmer als die Südhalbkugel ist, kommt auf der allmählich reicher gewordenen Beobachtungsgrundlage sehr deutlich hervor. Teils in den Kurven der Zonenmittel und teils aus der Verteilung des Temperaturgradienten zwischen den Jahreszonenmitteln gehen gewisse Grenzgebiete hervor, die auf die Möglichkeit einer Einteilung des Ozeans in „Klimazonen" auf Grund der Oberflächentemperaturen hindeuten.

Im folgenden wird nun eine solche Einteilung genauer durchgeführt, teils auf Grund der Temperaturen, die längs ausgewählter N—S-Schnitte besonders genau studiert werden, teils auch mit Hilfe der Oberflächenströmungen, wie sie aus den holländischen Stromversetzungen hervorgehen.

Hauptergebnisse sind für den Südatlantischen Ozean die Festlegung der Polarfront oder Antarktischen Konvergenz auf etwa 50° S, der subtropischen Grenze auf ungefähr 40° S und der subtropischen Konvergenz; die beiden letzteren decken sich im Westen des Ozeans, östlicher fällt die subtropische Konvergenz bis 10 Breitengrade nördlicher als die aus den Temperaturen bestimmte Grenze zwischen tropischen und subtropischen Gewässern.

Im Nordatlantischen Ozean läßt sich auch die nördliche Polarfront mittels der Oberflächentemperaturen feststellen; sie bewegt sich im Sommer viele Breitengrade gegen Norden in die Davisstraße und zeigt somit eine deutliche jährliche Schwankung; Ähnliches läßt sich im Süden jedenfalls auf dieser Beobachtungsgrundlage nicht nachweisen. Im Westen fällt die Polarfront etwa mit der subtropischen Grenze zusammen, weil sich die letztere im Osten viel südlicher hält; zwischen den beiden gibt es im Osten noch eine sekundäre Polarfront, die Labradorfront. Weiter südlich, auf 30—35° S, ergeben die Stromversetzungen ein Konvergenzgebiet, die nördliche subtropische Konvergenz.

Schließlich wird im äquatorialen Ozean die Lage des thermischen Äquators an der Oberfläche der Hydrosphäre zu verschiedenen Jahreszeiten festgestellt, die jährliche Schwankung derselben kommt dadurch und in Isoplethendarstellungen deutlich heraus.

Wie aus dieser Arbeit hervorgeht, stehen die „Klimagrenzen" der Oberfläche, wie sie aus den Oberflächentemperaturen festgelegt werden können, im schönsten Einklang mit den aus anderen Gesichtspunkten gefundenen Grenzlinien oder -gebieten, die dadurch mit größerer Sicherheit gezeichnet werden können; die ganze Einteilung des Atlantischen Ozeans gestaltet sich somit klarer und mehr logisch als bisher.

Es versteht sich von selbst, daß diese Einteilung nicht übersehen werden darf, wenn wohl in naher Zukunft eine Namengebung der Ozeangebiete versucht werden wird, auf welcher Grundlage und aus welchen Gesichtspunkten auch eine *Nomenklatur* sich schließlich am besten wählen lassen wird.

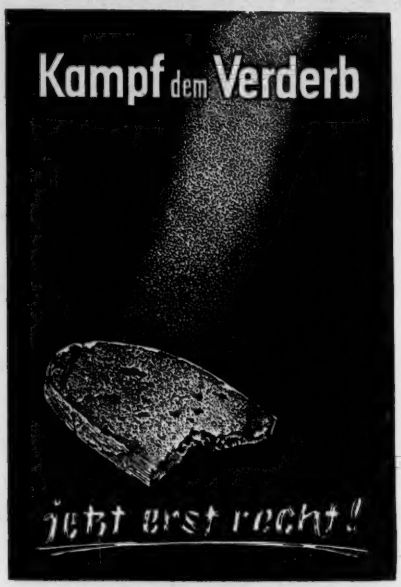
Håkon Mosby, Bergen.

BURMEISTER, FRITZ, **Biologie, Ökologie und Verbreitung der europäischen Käfer auf systematischer Grundlage.** I. Band: Adephaga. 1. Familiengruppe: Caraboidea. Krefeld, von Beckerath-Platz 9: Hans Goecke Verlag 1939. 307 S. und 43 Abbild. 15 cm × 23 cm. Preis geb. RM 15.—.

Das mit dem vorliegenden Band einsetzende Werk, das sich in seiner Aufteilung derjenigen des bekannten Reitterschen Coleopterenwerks (Fauna Germanica) anschließt, in der systematischen Einteilung und Nomenklatur sich aber im wesentlichen auf den Coleopterorum Catalogus von Junk und Schenkling stützt, bietet dem Käfersammler und jedem anderen, der sich für Coleopteren interessiert (z. B. dem Schädlingsfachmann), eine willkommene Ergänzung zu den rein systematischen Käferwerken, eine überaus fleißige und erstaunlich vollständige, übersichtliche Zusammenstellung der in der Literatur verstreuten Daten über die Lebensgeschichte, Ökologie und Verbreitung der europäischen Käfer. Der vorliegende 1. Band, der die Familiengruppe Caraboidea behandelt, macht auch in der Ausstattung, besonders in der gut gewählten, wenn auch nicht sehr reichen Bebilderung, den denkbar besten Eindruck und weckt die Hoffnung auf baldiges Folgen der weiteren Bände. Die oft gebrauchte Redensart vom unentbehrlichen Handwerkszeug trifft hier einmal wirklich zu, kein Entomologe wird dieses Werk, wenn seine Vollendung gelingt, missen mögen.

H. Weber, Münster i. W.

Herausgeber und verantwortlicher Redakteur: Fritz Süffert, Berlin W 9.
Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig.



Ergebnisse der Biologie

Herausgegeben von

K. v. Frisch, München · **O. Koehler,** Königsberg i. Pr.
W. Ruhland, Leipzig · **H. Stubbe,** Berlin-Dahlem

Redigiert von **W. Ruhland,** Leipzig

Zuletzt erschien:

Siebzehnter Band

Mit 57 Abbildungen. III, 460 Seiten. 1939
RM 48.—; gebunden RM 50.60

Inhaltsverzeichnis:

Vergleichende Betrachtungen über den Zuckergehalt des menschlichen und tierischen Blutes. Von Professor Dr. Ruth Beutler, München.
Genabhängige Wirkstoffe bei Tieren. Von Dr. Ernst Plagge, Göttingen.
Die Zusammensetzung des Zellsaftes bei höheren Pflanzen in ihrer ökologischen Bedeutung. Von Dozent Dr. Maximilian Steiner, Göttingen.
Die Bedeutung der Spurenelemente für Ernährung, Wachstum und Stoffwechsel der Pflanzen. Zweiter Teil. Von Dr. habil. Karl Pirschle, Berlin-Dahlem.
Namen- und Sachverzeichnis. Inhalt der Bände I—XVII.

Jeder Abschnitt enthält ein Literaturverzeichnis.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Soeben erschien:

Moderne Kurzwellen-Empfangstechnik

Von

Dr. **M. J. O. Strutt**

Eindhoven

Mit 176 Abbildungen im Text. VI, 245 Seiten. 1939

RM 18.60; gebunden RM 19.80

Obwohl in den letzten Jahren verschiedene Bücher über Kurzwellentechnik erschienen sind, konnte gerade das Gebiet der Empfangstechnik noch nicht befriedigend behandelt werden, weil wesentliche experimentelle und theoretische Unterlagen hierzu fehlten. Der Verfasser hat sich in den vergangenen Jahren mit diesem Forschungsgebiet beschäftigt und wesentlich neue Ergebnisse erhalten, die den Empfang und die Verstärkung kurzer Wellen, insbesondere von Dezimeterwellen, auf eine vollkommen neue Grundlage stellen. Erst durch diese neuen Ergebnisse ist eine einwandfreie Verstärkung in diesem Wellengebiet möglich geworden. Im Buch ist ein möglichst vollständiger Überblick angestrebt. Im ganzen Text ist mit Absicht die Verwendung komplizierter Berechnungen vermieden. Hierdurch und durch eine möglichst einfache und anschauliche Darstellung der Zusammenhänge ist das Buch für einen weiten Leserkreis geeignet: Studierende an technischen Hochschulen und Lehranstalten, Ingenieure des Nachrichtenwesens, insbesondere auch für militärische und Fernsehzwecke, Rundfunkgerätefabriken und ihre Ingenieure und die große Gruppe von Amateuren, die sich mit Kurzwellen- und Fernsehempfang beschäftigen.

Inhaltsverzeichnis:

I. Empfangsantennen. Allgemeines über Wellenstrahlung. Strahlungsleistungsaufnahme und -abgabe. Wechselstromverteilung auf einem geraden Draht. Impedanz eines geraden Antennendrahtes. Frequenzcharakteristik einer geraden Empfangsantenne. Richtcharakteristik einer geraden Empfangsantenne. Richtcharakteristiken von Kombinationen gleicher paralleler Antennen. Antennen mit Reflektoren und mit Wellenrichtern. Reflexionswirkungen von Wänden und anderen Objekten. Der Einfluß von Reflexionswirkungen auf Empfangsantennen.

II. Übertragungsleitungen. Leistungsübertragung mit symmetrischen Leitungen. Paralleldrahtleitungen und Rohrleitungen. Leitungsstücke als Schaltelemente. Anschluß von Leitungen an Antennen. Empfangsantennen, aufgebaut aus Leitungsstücken. Frequenzcharakteristiken besonders dimensionierter Leitungen. Dielektrische Rohre zur Fortleitung sehr kurzer Wellen. Messungen und Beispiele ausgeführter Leitungen.

III. Meßeinrichtungen zur Bestimmung von Strömen, Spannungen und Impedanzen bis 20 cm Wellenlänge herab. Anzeigegeräte für Spannungen im Kurzwellengebiet. Anzeigegeräte für Ströme im Kurzwellengebiet und ihre Eichung. Methoden zur Messung von Resonanzkurven und Impedanzen. Absolute Eichung von Spannungsmeßgeräten. Messungen von Impedanzen, insbesondere von Elektronenröhren.

IV. Verstärkung von Spannungen und Strömen im Kurzwellengebiet. Allgemeine Betrachtung einer Verstärkerstufe. Meßergebnisse der Röhrenadmittanzen im Kurzwellengebiet. Ursachen der Röhrenadmittanzänderungen im Kurzwellengebiet. Verbesserung der Kurzwellen-Röhreneigenschaften durch Schaltmaßnahmen in Verstärkerstufen. Bau von Kurzwellenverstärkern. Breitbandverstärkung für Fernsehen, Selektionsforderungen. Kaskadenverstärkung mit verstimmten Kreisen. Regelung der Verstärkung. Verzerrungen. Rauschen. Grenzen der Kurzwellenverstärkung.

V. Überlagerungsverstärkung und Gleichrichtung. Schaltungen von Mischstufen. Regelung der Überlagerungsverstärkung, Verzerrungen, Pfeiftöne. Frequenzverwerfung. Admittanzen von Mischröhren. Grenzen der Überlagerungsverstärkung. Admittanzen von Gleichrichterstufen. Gegentaktschaltungen.

VI. Gesamtaufbau von Empfangsanlagen. Anschluß der Antennenleitung an die erste Verstärkerstufe. Hochfrequenzverstärkung oder Überlagerungsverstärkung? Empfangsgeräte für Dezimeterwellen. Maßnahmen zur Unterdrückung der Störungen der Kurzwellenverstärkung. Der Empfang frequenzmodulierter Signale.

Anhang zur Erläuterung einiger Ausführungen im Text.

Schrifttum, alphabetisch nach Autoren geordnet.

Sachverzeichnis.

VERLAG VON JULIUS SPRINGER IN BERLIN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder angezeigten Bücher sind durch alle Buchhandlungen zu beziehen.

Hierzu eine Beilage von der Firma **R. Oldenbourg** *in* **München** *und eine vom Verlag* **Julius Springer** *in* **Berlin.**

Für den Textteil verantwortlich: Fritz Süffert in Berlin W 9; für den Anzeigenteil: Albert Meyer in Berlin-Steglitz, Kühlebornweg 5. Pl. 4. — Druck der Spamer A.-G. in Leipzig. — Verlag von Julius Springer in Berlin W 9. — Printed in Germany.